ORSAY
Série A. N°
N° D'ordre
160

Inscrit aux archives originale
du Centre de Documentatio
C.N.R.S. sous le N°
A.O. 1421

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Monique SENE née MOIREZ

1re THÈSE

Production de particules étranges dans les interactions $\pi^{\pm}$P dans la région du GeV.

2e THÈSE : *Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 18-5-1966 **devant la Commission d'examen :**

Président

Examinateurs

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Monique SENE née MOIREZ

1re THÈSE

Production de particules étranges dans les interactions $\pi^{\pm}$P dans la région du GeV.

2e THÈSE : *Propositions données par la Faculté*

Soutenues le **devant la Commission d'examen :**

Président

Examinateurs

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

A MON PERE ET A MA MERE

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546821_0028

PRODUCTION DE PARTICULES ETRANGES DANS LES INTERACTIONS $\pi^{\pm}p$ DANS LA REGION DU GeV

-=-=-

I - INTRODUCTION

II - METHODE DE DEPOUILLEMENT ET ANALYSE DES RESULTATS
- 1) Recherche des évènements
- 2) Mesures
- 3) Calculs
- 4) Analyse des résultats

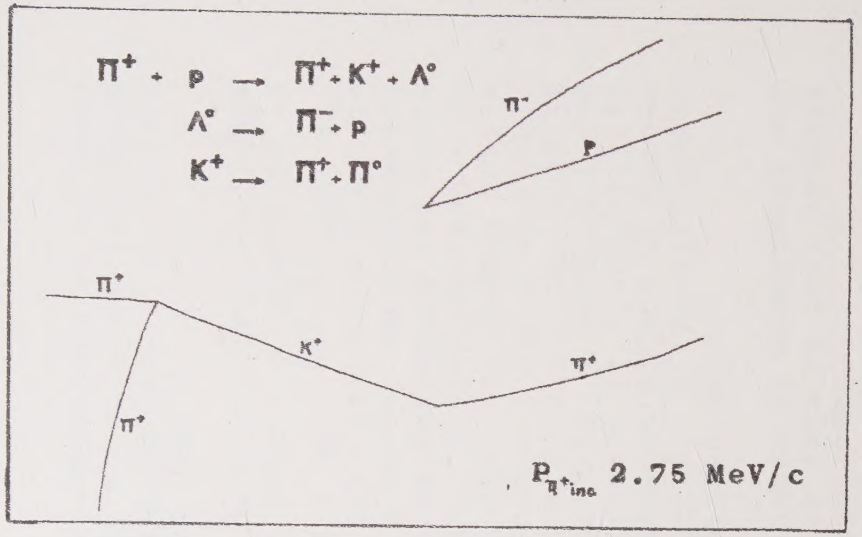
III - ETUDE DE LA CREATION ET DE LA DESINTEGRATION DES PARTICULES ETRANGES PAR INTERACTION $\pi^{-}p$ A 1.59 GeV/c
- 1) Rappels théoriques
- 2) Etude expérimentale
- 3) Conclusion

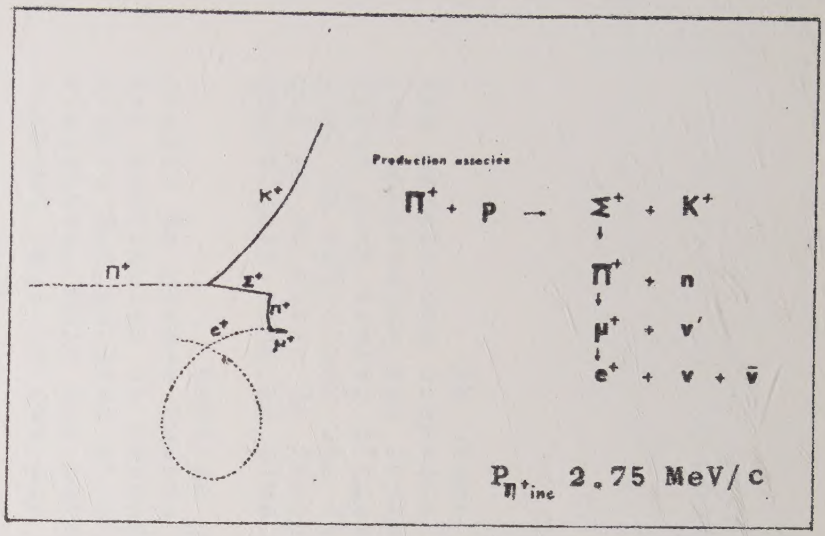
IV - ETUDE DE LA CREATION ET DE LA DESINTEGRATION DES PARTICULES ETRANGES PAR INTERACTION $\pi^{+}p$ A 2.75 GeV/c
- 1) Rappels théoriques
- 2) Etude expérimentale
- 3) Conclusion

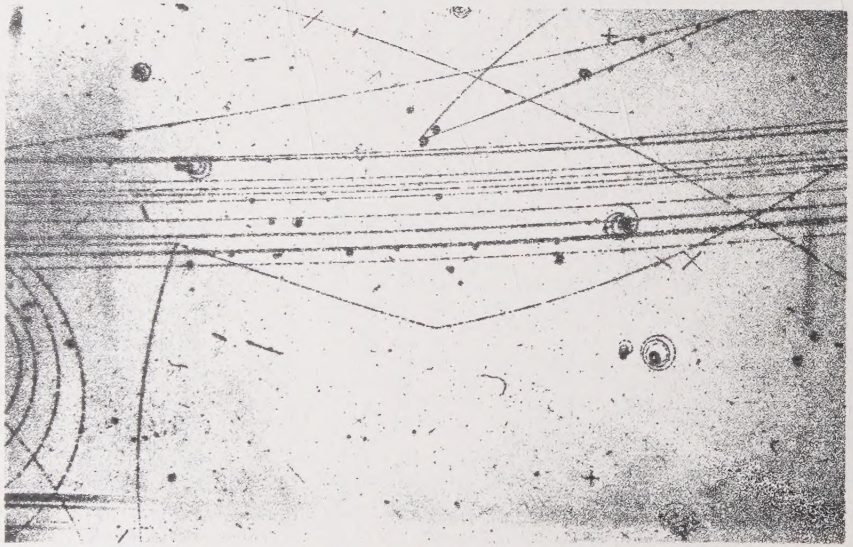
V - CONCLUSION GENERALE

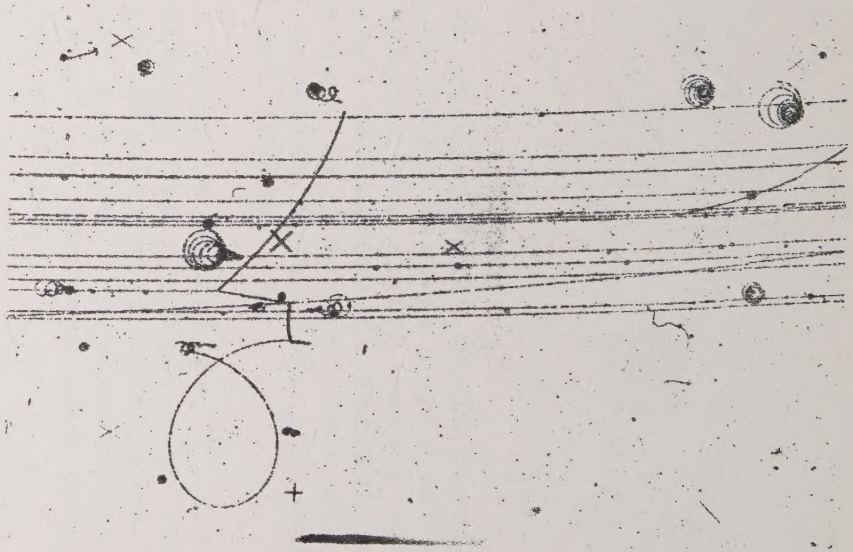
VI - REMERCIEMENTS

VII - BIBLIOGRAPHIE


$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + K^+ + \Lambda^\circ$
$\Lambda^\circ \rightarrow \pi^- + p$
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^\circ$
π^-
p
π^+
K^+
π^+
π^+
$P_{\pi^+ inc}$ 2.75 MeV/c


Production associée
$\pi^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+$
$\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + n$
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu'$
$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$
K^+
π^+
Σ^+
π^+
e^+
μ^+
$P_{\pi^+ inc}$ 2.75 MeV/c





INTRODUCTION

Au stade actuel du développement de la physique des particules élémentaires, en incluant dans ce terme aussi bien les particules que leurs états résonnants, divers essais ont été faits pour tenter d'expliquer leurs mécanismes de formation et pour en effectuer une classification. Ce n'est pas très simple, car on ne cesse de découvrir de nouveaux états dont les nombres quantiques sont le plus souvent mal connus.

Dans le cadre des théories actuelles, il est difficile de rendre compte simultanément des propriétés de toutes les particules et résonances. Ces théories sont d'ailleurs loin d'être définitives et n'expliquent pas tous les résultats expérimentaux. Mais ces derniers ne sont pas toujours très précis, surtout dans le cas des particules étranges.

Cependant, pour les résonances pioniques, où l'on dispose tout de même de résultats nombreux et assez cohérents, les mécanismes de réactions sont mieux connus.

En particulier, en 1960, la découverte des mésons vectoriels le ρ (réf.8), le ω (réf.9) a été un des grands succés du modèle proposé par Sakurai (réf.5), Nambu (réf.3), Breit(réf.4). Il permettait d'expliquer la diffusion pion-nucléon par l'échange d'une particule vectorielle entre le π et le nucléon. On les utilise aussi dans le modèle périphérique où, par l'échange d'une particule virtuelle de masse peu élevée, on peut rendre compte des interactions πN du type : $\pi N \to \pi\pi N^*$, $\pi N \to N\rho$ $\pi N \to N\rho^*$. Ce modèle, formulé en 1959 par Chew et Low, repris ensuite par Stodolsky et Sakurai, puis par Gottfried et Jackson (références au chapitre III), donne de bons résultats dans le cas $\pi^+ p \to \rho p$ (réf. 10) mais ne convient pas dans le cas $\pi^+ p \to \rho N^*_{3/2,3/2}$. On a essayé de l'utiliser pour les créations de particules étranges ; mais pour le moment les statistiques sont insuffisantes pour apporter des conclusions définitives.

A côté de ces théories sur les mécanismes de formation, il y a eu divers essais de classification. L'un des premiers est celui de la "Symétrie Globale" proposé par Gell Mann (réf. 1) et Schwinger (réf. 2). On suppose que les constantes de

couplage pion-baryon ont la même forme et la même force pour tous les baryons. On en déduit l'existence d'une résonance $p_{3/2}$ pour chaque système $\Lambda\pi$, $\Sigma\pi$, $\Xi\pi$ comme pour πN . Ce modèle qui a guidé la découverte des premières résonances baryoniques $\Lambda\pi$, $\Sigma\pi$ a été abandonné au profit d'un autre plus élaboré : "le modèle de l'octet" ou SU_3 introduit par Gell Mann (réf. 6) et Ne'eman (réf. 7). La découverte en 1964 du Ω^- (réf. 12) a été son grand triomphe ; mais ce modèle n'est pas complètement satisfaisant et on recherche toujours une classification qui puisse englober toutes les particules.

Il est clair que beaucoup de points restent encore à approfondir. Mais pour élaborer une théorie valable, il faut des données très précises. Il semblait donc intéressant d'apporter des précisions sur les créations de particules étranges car ce domaine est assez mal exploré.

Dans le cadre de la collaboration Saclay-Orsay-Bari-Bologne deux expériences permettaient de faire l'étude de la production des particules étranges, tout d'abord dans les interactions π^-p avec des π^- de 1,59 Gev/c (expérience faite avec la chambre à bulles de 50cm de Saclay exposée à Saturne (réf. 11) ; puis dans les interactions π^+p avec des π^+ de 2.75 Gev/c (expérience faite avec la chambre à bulles de 81cm de Saclay exposée au CERN).

Ces deux études, comparées aux résultats expérimentaux obtenus en π^+ et π^- à différentes impulsions, ont servi à apporter des données d'ensemble sur les créations de particules étranges par interaction π^+p et π^-p , dans le domaine du Gev.

La méthode d'analyse des clichés est assez particulière dans le cas des particules étranges ; dans le premier chapitre je rappellerai comment on procède au choix et à l'interprétation des événements.

Les deux chapitres suivants sont consacrés aux résultats expérimentaux obtenus avec les π^- de 1.59 Gev/c et les π^+ de 2.75 Gev/c. Ces données sont comparées à celles obtenues à d'autres impulsions (autour de quelques Gev).

L'ensemble de tous ces résultats permet de mieux connaître les interactions πN . Dans certains cas, on peut guider le choix d'un modèle parmi tous ceux proposés. Dans les autres on peut souhaiter qu'ils puissent servir de base à une recherche théorique.

Système final	Energie du $\pi^{\pm}$ + erreur *	Réaction possible avec π^- de 1.45 GeV (1.59 GeV/c)	Réaction possible avec π^+ de 2.60 GeV (2.75 GeV/c)
$\Xi KK\ \pi$	2.55 $^{+\ 0.71}_{-\ 0.52}$	non	Juste au seuil
ΞKK	2.19 $^{+\ 0.61}_{-\ 0.43}$	non	Juste au seuil
$\Sigma K\ \pi\ \pi$	1.43 $^{+\ 0.43}_{-\ 0.31}$	Juste au seuil	oui
$\Sigma K\ \pi$	1.14 $^{+\ 0.35}_{-\ 0.25}$	oui	oui
ΣK	0.883 $^{+\ 0.28}_{-\ 0.28}$	oui	oui
$\Lambda K\ \pi\ \pi\ \pi\ \pi$	1.88 $^{+\ 0.47}_{-\ 0.36}$	non	oui
$\Lambda K\ \pi\ \pi$	1.26 $^{+\ 0.37}_{-\ 0.26}$	oui	oui
$\Lambda K\ \pi$	0.989 $^{+\ 0.31}_{-\ 0.22}$	oui	oui
ΛK	0.74 $^{+\ 0.24}_{-\ 0.18}$	oui	Impossible(non conservation de la charge)
$N\ K\ K\ \Pi$	1.64 $^{+\ 0.48}_{-\ 0.35}$	non	oui
$N\ K\ K$	1.34 $^{+\ 0.40}_{-\ 0.30}$	Juste au seuil	oui

TABLEAU I

Energie du $\pi^{\pm}$ incident au seuil de création des particules étranges dans les interactions πN (réf 1)

* L'erreur sur la valeur de l'énergie est calculée en supposant que le nucléon est animé d'un mouvement de Fermi à l'intérieur d'un noyau. Dans l'hydrogène, l'erreur est nulle.

REACTIONS A 2 OU 3 CORPS DANS L'ETAT FINAL

(Lorsque la particule étrange neutre est entre parenthèse, cela signifie que sa désintégration n'est pas visible).

π^- de 1.59 GeV/C

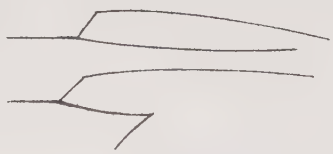
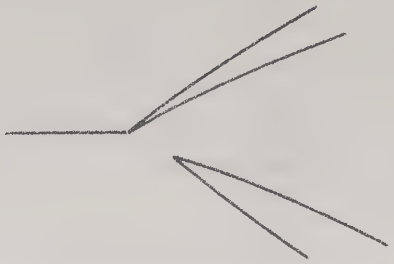
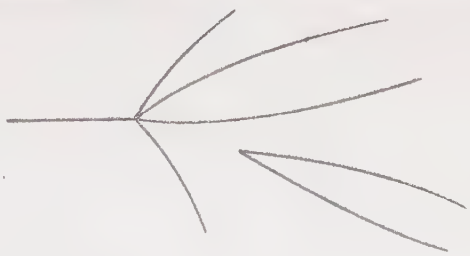
Type	Réaction	Schéma
A + Vo	$\pi^- p \rightarrow \Lambda^o (K^o)$ $K^o (\Lambda^o)$ $K^o (\Sigma^o)$	
A + 2 Vo	$\pi^- p \rightarrow \Lambda^o K^o$ $\Sigma^o K^o$ $\Lambda^o K^o \pi^o$ $\Sigma^o K^o \pi^o$ $K^o K^o N$	
2 B + Vo	$\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda^o$ $K^+ \pi^- \Sigma^o$	
$V^- V^+$	$\pi^- p \rightarrow \Sigma^- K^+$ $\Sigma^- K^+ \pi^o$ $\Sigma^- \pi^+ (K^o)$	
$V^- Vo$	$\pi^- p \rightarrow \Sigma^- \pi^+ K^o$	
V^+	$\pi^- p \rightarrow \Sigma^+ \pi^- (K^o)$ $\rightarrow K^+ \pi^- (\Lambda^o)$ (Σ^o)	
$V^+ Vo$	$\pi^- p \rightarrow \Sigma^+ K^o \pi^-$ $K^+ \pi^- \Lambda^o$ $K^+ \pi^- \Sigma^o$	

TABLEAU 2

TABLEAU 3 : REACTIONS POSSIBLES AVEC DES π^+ DE 2.75 GeV/c

TYPE	REACTIONS	SCHEMA
2B + V°	$\pi^+P \rightarrow K^+\pi^+\Lambda^\circ$ $K^+\pi^+\Sigma^\circ$ $K^+P\ \bar{K}^\circ$ $\pi^+\pi^+K^\circ\ (\Lambda^\circ)$ ou (Σ°) $\pi^+\pi^+\Lambda^\circ\ (K^\circ)$ $K^+\pi^+\bar{K}^\circ N$ $\pi^+P\ K^\circ\ (\bar{K}^\circ)$	
2B +2V°	$\pi^+P \rightarrow \pi^+\pi^+\Lambda^\circ K^\circ$ $\pi^+\pi^+\Sigma^\circ K^\circ$ $\pi^+P\ K^\circ\bar{K}^\circ$ $\pi^+\pi^+K^\circ\bar{K}^\circ N$	
2B (V^+) 2B (V^+V^+)	$\pi^+P \rightarrow \Sigma^+K^+$ $\Sigma^+K^+\pi^\circ$ $\Sigma^+\pi^+\ (K^\circ)$ $K^+P\ \ (\bar{K}^\circ)$ $K^+K^+\ (\Xi^\circ)$	
4B (V^+)	$\pi^+P \rightarrow \Sigma^+\pi^+\pi^+\pi^-\ (K^\circ)$ $\Sigma^+K^+\pi^+\pi^-\pi^\circ$ $K^+\pi^+P\ K^-\pi^\circ$ $K^+P\ \pi^+\pi^-\ (K^\circ)$ $K^+\pi^+\pi^+K^-N$	
4B (V^-)	$\pi^+P \rightarrow \Sigma^-\pi^+\pi^+\pi^+\ (K^\circ)$ $\Sigma^-K^+\pi^+\pi^+$ $K^-\pi^+P\ \pi^+\ (K^\circ)$ $K^-K^+P\ \pi^+$ $K^-K^+\pi^+\pi^+N$	
4B (V°)	$\pi^+P \rightarrow \bar{K}^\circ K^+P\ \pi^+\pi^-$ $\Lambda^\circ K^+\pi^+\pi^+\pi^-$ $\Sigma^\circ K^+\pi^+\pi^+\pi^-$ $K^\circ\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-\ (\Lambda^\circ)$ ou (Σ°) $\Lambda^\circ\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-\ (K^\circ)$	

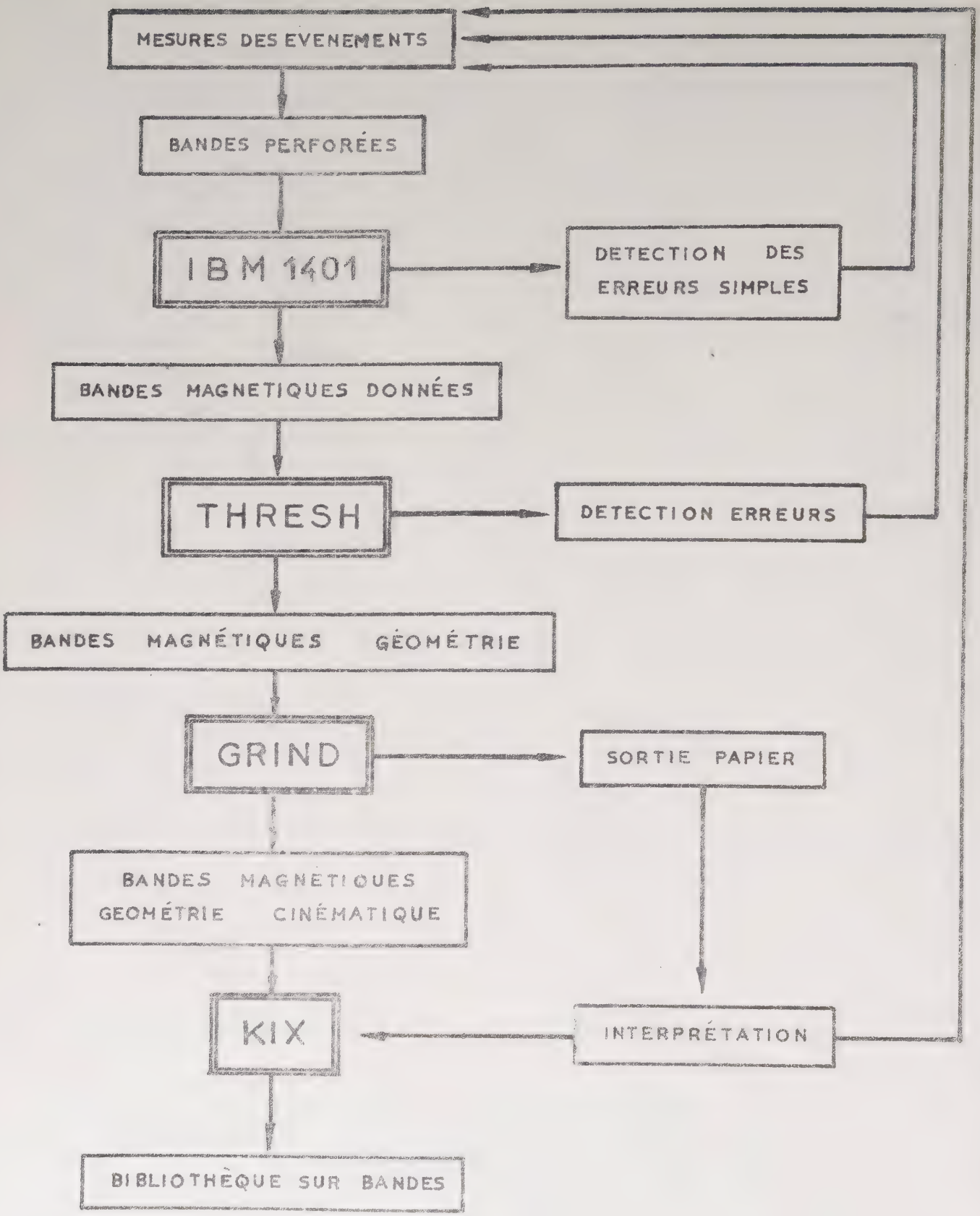

MESURES DES EVENEMENTS
BANDES PERFORÉES
IBM 1401
DETECTION DES ERREURS SIMPLES
BANDES MAGNETIQUES DONNÉES
THRESH
DETECTION ERREURS
BANDES MAGNÉTIQUES GÉOMÉTRIE
GRIND
SORTIE PAPIER
BANDES MAGNETIQUES GEOMÉTRIE CINÉMATIQUE
KIX
INTERPRÉTATION
BIBLIOTHÈQUE SUR BANDES

Schéma 3

PRINCIPAUX MODES DE DESINTEGRATION DES PARTICULES ETRANGES

-=-=-

Particules	Mode de désintégration	%
$K^{\pm}$	$\mu^{\pm}\ \nu$	63.1
	$\pi^{\pm}\ \pi^{\circ}$	21.5
	$\pi^{\pm}\ \pi^{+}\pi^{-}$	5.5
	$\pi^{\pm}\ \pi^{\circ}\pi^{\circ}$	1.7
	$\pi^{\circ}\ \mu^{\pm}\nu$	4.8
	$\pi^{\circ}\ e^{\pm}\nu$	4.3
	$\pi^{\pm}\ \pi^{\pm}e^{\pm}\nu$	$< 0.1\ 10^{-5}$
Σ^{+}	$p\ \pi^{\circ}$	54.0
	$N\ \pi^{+}$	49.0
	désintégrations leptoniques	$\sim 10^{-4}$
	$N\pi^{+}\gamma$, $\Lambda^{\circ}e^{+}\nu$, $p\gamma$, $N\mu^{+}\nu$, $Ne^{+}\nu$	
Σ^{-}	$N\ \pi^{-}$	100
	désintégrations leptoniques	
	$N\pi^{-}\nu$, $N\mu^{-}\nu$, $Ne^{-}\nu$, $\Lambda^{\circ}e^{-}\nu$	$\sim 10^{-4}$
Σ°	$\Lambda^{\circ}\ \gamma$ $\hookrightarrow p\ \pi^{-}$	100
Λ°	$p\ \pi^{-}$	67.7
	$N\ \pi^{\circ}$ (invisible en chambre à bulles)	31.6
	désintégrations leptoniques	
	$p\ \mu^{-}\nu$ et $pe^{-}\nu$	$\sim 10^{-4}$
Ξ°	$\Lambda^{\circ}\pi^{\circ}$	100
	désintégrations leptoniques	
	$p\pi^{-}$; $pe^{-}\nu$, $\Sigma^{+}e^{-}\nu$; $\Sigma^{-}e^{+}\nu$	< 1
K°	50% k°_1 et 50% k°_2	
K°_1	$\pi^{+}\pi^{-}$	69.4
	$\pi^{\circ}\pi^{\circ}$ (invisible en chambre à bulles)	30.6
K°_2	$\pi^{\circ}\pi^{\circ}\pi^{\circ}$ (idem)	27.1
	$\pi^{+}\pi^{-}\pi^{\circ}$	12.7
	$\pi\ \mu\ \nu$	26.6
	$\pi\ e\ \nu$	33.6

TABLEAU 4

C H A P I T R E I

METHODES DE DEPOUILLEMENT ET ANALYSE DES RESULTATS

L'analyse des clichés de chambres à bulles s'effectue en plusieurs étapes, dont le déroulement est bien connu.

1) Recherche des évènements

2) Mesures

3) Calculs

4) Analyse des résultats.

I - RECHERCHE DES EVENEMENTS :

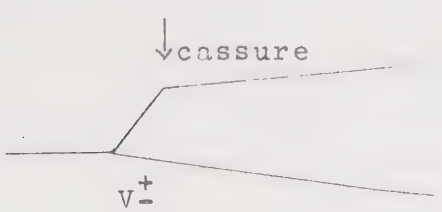
Le dépouillement des clichés utilisés dans le cadre de cette étude a été effectué simultanément pour les réactions avec création de π et pour les réactions avec création de particules étranges.

Il est possible de calculer (tableau I) les voies de réactions ouvertes aux 2 impulsions considérées (π^+ d'impulsion 2,75 GeV/C et π^- d'impulsion 1.59 GeV/C). Les particules étranges sont caractérisées par un nombre quantique appelé "étrangeté". Dans les expériences considérées, la cible est constituée de protons, le faisceau de π: ces particules sont d'étrangeté nulle. L'étrangeté étant conservée dans les interactions fortes du type πp, les particules étranges sont formées par paire: c'est la production associée.

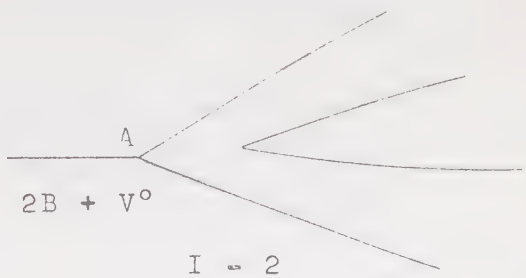
Les particules étranges ont une durée de vie trés courte (10^{-8} à 10^{-10} sec). Elles ont donc une forte probabilité de se désintégrer en vol dans la chambre à bulles : un $\Sigma^\pm$ de 600 MeV/C d'impulsion, dont le temps de vie propre est égal à $0.25\ 10^{-10}$ sec, parcourt 3,7 mm dans la chambre.

Un évènement est classé comme étrange si, au moins une des deux particules se désintègre.

La désintégration d'une particule étrange chargée se présente à l'observation comme une cassure sur une trajectoire.



I - 1



I - 2

La désintégration d'une particule étrange neutre se présente sous la forme d'un V qui pointe sur un point d'interaction A.

Les évènements sont relevés sur un cahier de dépouillement; on les classe suivant des schémas phénoménologiques qui rendent compte des réactions possibles (tableaux 2 et 3).

Pour qu'un évènement soit retenu, il doit satisfaire aux critères suivants :

a) Le point de création doit se trouver à l'intérieur d'un volume utile défini comme suit :

- l'incidente doit avoir une longueur suffisante (10 cm) pour être mesurée correctement.

- les traces secondaires et tertiaires doivent avoir la même longueur minimum pour qu'une mesure de rayon de courbure ait un sens.

b) La longueur parcourue par un $\Sigma^{\pm}$ avant sa désintégration doit être supérieure à 3 mm.

c) Le parcours du Vo avant sa désintégration doit être supérieur à 3 mm.

Les deux derniers critères ont pour but d'éviter les pertes systématiques au dépouillement : le premier type d'évènement pouvant être confondu avec un évènement à deux branches ionisantes (2B) et le deuxième avec un évènement à quatre branches ionisantes (4B).

II - MESURES :

On constitue la liste des évènements que l'on veut mesurer à partir du cahier de dépouillement. Cependant, avant de procéder aux mesures sur les appareils semi-automatiques, il est nécessaire de les préparer. Dans ce but, il est fait un schéma de chaque évènement sur lequel figurent ses caractéristiques. En effet, les évènements où il y a création de particules étranges sont assez difficiles à mesurer : soit parce que la position de la cassure du $V^{\pm}$ est peu visible, soit parce que le sommet du V^{o} est difficile à déterminer.

On profite de cet examen des clichés pour procéder à un premier tri des évènements qui permet d'éliminer ceux qui ne sont manifestement pas des créations de particules étranges. On utilise des critères d'ionisations et des critères cinématiques simples.

a) On sait qu'un $\Sigma^{\pm}$ ne peut pas être émis vers l'arrière dans le système du laboratoire.

b) On peut distinguer les Σ des π et des K avec un critère dit de "$\frac{f}{\ell}$"(Réf. 2) où f est la flèche et ℓ la longueur projetée. On montre que 99°/$_o$ des évènements $\Sigma^{\pm}$ ont un $\frac{f}{\ell} < 0.01$ alors que celui du π est de 0,4 et celui du K de 0,05.(Il s'agit du $\frac{f}{\ell}$ maximum)

Les mesures sont faites à l'aide des appareils semi-automatique SOM Enetra (Réf. 3). Ce sont des appareils qui permettent d'obtenir une précision voisine de 2 microns, sur la mesure des coordonnées des évènements, directement sur le cliché.

Une mesure se déroule suivant le schéma suivant :

1) Prise d'un zéro
2) Mesure des marques fiduciaires choisies comme marques référence
3) mesure du point (ou vertex) d'interaction et de n ($4 < n < 10$) points sur chaque trace de l'évènement.

L'enregistrement de ces données est fait sur bandes perforées. C'est à partir de ces bandes que les calculs de reconstruction géométrique et d'ajustements cinématiques sont faits par un ordinateur.

III - CALCULS :

Les programmes de calcul utilisés pour ce travail ont été mis au point au CERN et adaptés pour l'IBM 7094 de SACLAY et l'UNIVAC 1107 d'ORSAY (Réf. 4). Ils sont très complexes dans leur déroulement (schéma 3).

1) Traduction des bandes perforées en bandes magnétiques.

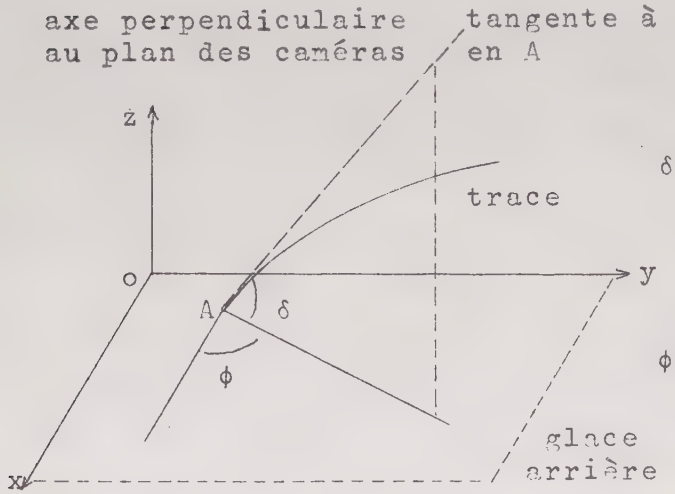
Ceci est fait par un ordinateur (IBM 1401). Le programme de lecture permet de détecter les erreurs simples telles que :

- mesure incomplète d'un évènement
- erreur d'affichage dans les constantes.

2) Calcul de la geométrie des évènements :

Le programme actuellement employé est le "THRESH". A partir des données de la mesure, c'est à dire des points sur les traces, le programme effectue la reconstitution de l'évènement dans l'espace avec les 2 meilleures vues, la 3ème servant de contrôle. Il y a élimination des évènements mal mesurés aux différentes étapes de calcul.

THRESH calcule les longueurs de traces mesurées et les angles qui situent les trajectoires dans la chambre.



δ : angle de profondeur ou dip : c'est l'angle du plan XOY avec la tangente à la trace au point d'interaction A

ϕ : angle azimutal : angle de la projection de la tangente avec l'axe ox

I - 4

3) Calcul de la cinématique des évènements :

A ce stade du calcul, on utilise la sortie THRESH sous forme de bandes magnétiques qui contiennent les données de chacune des traces pour chaque évènement (impulsion, δ, ϕ). Ces données entrent dans le programme de cinématique "GRIND" élaboré au CERN.

D'après les réactions possibles (tableaux 2 et 3), on fait différentes hypothèses sur la nature des traces. Le programme essaie d'ajuster toutes les données pour satisfaire aux équations de conservation énergie-impulsion dans les différentes hypothèses envisagées :

$\sum_i \varepsilon_i \vec{P}_i = 0$ — $\vec{P}_i$ et E_i sont l'impulsion et l'énergie de la ième trace

$\sum_i \varepsilon_i E_i = 0$ — $\varepsilon_i = \pm 1$ suivant qu'il s'agit d'une trace incidente (-1) ou secondaire (+1)

Lorsqu'on a mesuré n traces, on a 3n donnés pour résoudre le système. Si le nombre X, de grandeurs inconnues, est inférieur à 4, on peut les déterminer grâce aux équations de conservation.

Le système d'équations ne peut être ajusté si on a plus d'une particule neutre invisible. En effet, il n'a plus de degré de liberté dans ce cas.

4) Bibliothèque :

Dés que la statistique atteint un nombre d'évènements assez élevé (1000 environ quand il s'agit d'évènements simples : 2B, 4B), il devient vite impossible de les manipuler simplement et de faire manuellement des histogrammes sans risquer beaucoup d'erreurs.

On stocke les résultats des mesures des évènements sur bandes magnétiques et à l'aide de programmes annexes tels que KIX (Saclay) ou SUMX (CERN); on pourra faire exécuter à la machine les histogrammes et les calculs supplémentaires qui s'avèreront indispensables. Dans le cas des particules étranges, les statistiques sont, jusqu'à présent, trop faibles pour que ce problème se pose avec acuité.

IV - ANALYSE DES RESULTATS :

L'analyse des évènements comportant la création de particules étranges, comprend plusieurs étapes, dont nous verrons le détail dans deux cas précis : (2B,$V^{\pm}$) et (2B + Vo).

D'une façon générale, pour classer un évènement on cherche d'abord à identifier la particule étrange neutre ou chargée, qui se désintègre. Dans ce but, on utilise différents critères.

1) Les données d'ionisation : Elles permettent, dans un domaine défini d'impulsion, de reconnaître la nature des traces : il est possible de distinguer un $\pi^{\pm}$ d'un $K^{\pm}$ jusqu'à une impulsion de 500 MeV/C environ et un p d'un π^{+} ou d'un K^{+} jusqu'à une impulsion de 1200 MeV/C environ (Fig. 1-5). Cette distinction peut se faire soit directement, à l'examen visuel de la projection, soit par des mesures de comptages de bulles (Réf 5).

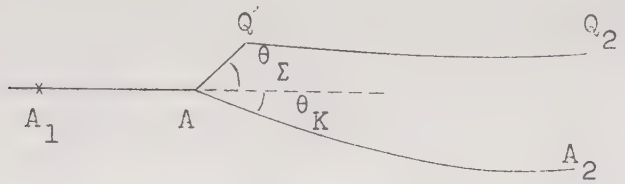
2) Les données d'angles et d'impulsions de la particule de désintégration pour un V^{*} ou des particules de désintégration pour un Vo (Le tableau 4 donne les principaux modes de désintégration des particules étranges connues)

Dans le cas des désintégrations en 2 corps, il existe des correlations simples entre l'impulsion et l'angle d'émission dans le laboratoire de la ou des particules de désintégration visibles dans la chambre à bulles (Fig. 1-6, 1-7, 1-8).

Lorsque l'étude de la désintégration est terminée, on étudie la création de l'évènement avec des critères similaires.

A/ Analyse d'un V^+

Un V^+ se définit comme la création d'une particule chargée, suivie de sa désintégration.



I.9

Lorsqu'au dépouillement un V^+ est noté sur le cahier, il correspond à plusieurs réactions physiques possibles. Ecartons tout d'abord le cas où ce V^+ est un K^+. La durée de vie du K^+ est de $1.2\ 10^{-8}$sec, et celle du Σ^+ de $0.8\ 10^{-10}$sec.

Si on suppose que le K^+ et le Σ^+ ont vécu chacun 1/4 de leur vie propre, on peut, pour une impulsion donnée, calculer la longueur parcourue avant désintégration.

p = 600 MeV/C $\quad \ell_\Sigma = 3.7$ mm pour $t = 0.2\ 10^{-10}$sec

$\ell_K = 1026$ mm pour $t = 0.3\ 10^{-8}$sec

Donc, si on voit un V^+, il s'agit le plus souvent d'un Σ^+, le K^+ n'ayant qu'une faible probabilité de se désintégrer dans la chambre.

I/ Etude de la création ΣK

1) Désintégration du Σ

Le tableau 4 donne les différents modes de désintégration du Σ. C'est une particule de courte durée de vie, et son parcours est, dans la plupart des cas, inférieur à 10 cm. Dans ces conditions, on ne peut pas faire une mesure correcte de son impulsion. On utilise les données concernant la particule de désintégration pour la calculer.

Les conditions cinématiques à la production permettent de calculer la limite inférieure (315 MeV/C) et la limite supérieure (2.800 MeV/C) de l'impulsion des Σ produit par des π^+ de 2,75 GeV/C. Il en résulte une limite supérieure et inférieure pour l'impulsion des particules tertiaires π ou p.

Pour des Σ de 2.800 MeV/C, le π de désintégration a une impulsion inférieure à 1019 MeV/C. Donc, la nature du tertiaire chargé peut toujours être déterminée : si son impulsion est inférieure à 1000 MeV/C, l'ionisation permet de distinguer un π d'un p; si son impulsion est supérieure à 1000 MeV/C, la particule tertiaire ne peut être un π ; c'est un proton.

Les corrélations entre l'angle d'émission θ dans le laboratoire, et l'impulsion de la particule tertiaire permettent de calculer l'impulsion du Σ. (Fig. 1-7 , 1-6).

2) Création :

Lorsque l'identité de la particule secondaire est établie, on examine la création :

a) test de coplanarité

La réaction $\pi^+ p \rightarrow \Sigma^+ K^+$ étant à 2 corps, les trajectoires de la particule incidente AA_1 et des deux secondaires AQ et AA_2 doivent être dans un même plan.

b) Masse manquante

Lorsqu'on fait le bilan d'énergie, on peut, avant ajustement des données, calculer si une particule neutre peut exister.

$$M_o^2 = (E_{inc} - \sum_c E_c)^2 + (\vec{p}_{inc} - \sum_c \vec{p}_c)^2 \qquad (1)$$

E_c = énergie d'une particule secondaire chargée

$\vec{p}_c$ = impulsion d'une particule secondaire chargée

M_o doit être compatible avec zéro dans la limite des erreurs expérimentales.

Pour donner une évaluation de l'imprécision sur M_o, on peut, dans le cadre de l'expérience π^+ à 2,75 GeV/C, utiliser les réactions $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^o$ (Réf.6) . La statistique est très importante et nous permet de déterminer l'erreur expérimentale.

A partir de l'histogramme de la masse manquante, on peut donner une valeur de la masse du π^o et de l'imprécision

$$m_{\pi^o} = (135 \pm 3) \text{MeV}$$

c) Cinématique

Les équations de conservation énergie-impulsion donnent les relations suivantes :

$$\vec{p}_{inc} = \vec{p}_K + \vec{p}_\Sigma$$

$$p^2_{\pi inc} + m^2_{\pi inc} + m^2_p = p^2_K + m^2_K + p^2_\Sigma + m^2_\Sigma \qquad (2)$$

La réaction étant coplanaire, si on considère les impulsions longitudinales, les équations se réduisent à :

$$p_{\pi inc} = p_k \cos \phi_k + p_\Sigma \cos \theta_\Sigma \qquad (3)$$

$$p^2_{\pi inc} + m^2_{\pi inc} + m^2_p = p^2_k + p^2_\Sigma + m^2_\Sigma + m^2_K$$

$p_{\pi inc}$ étant connu, en principe une seule donnée p_K, ϕ_K, p_Σ, θ_Σ suffit pour déterminer les autres. Elles sont mesurées indépendamment et doivent être compatibles les unes avec les autres. Considérons, par exemple :

$$(p_\pi^2 + m_{\pi inc}^2 + m_p^2 - m_k^2 - m_\Sigma^2) = p_k^2 + p_\Sigma^2 \qquad (4)$$

Dans cette équation, si p_Σ est connue, p_k a une valeur donnée.

De même, il existe des corrélations $(\theta_k, \theta_\Sigma)$; (θ_k, p_k); $(\theta_\Sigma, p_\Sigma)$ (courbes I-10 I-11)

A l'aide du programme de cinématique GRIND, il est possible d'ajuster toutes ces données d'angles et d'impulsions d'abord à la création, puis simultanément à la création et à la désintégration.

Le degré de confiance que l'on peut accorder au résultat de la cinématique est donné par une grandeur appelée χ^2 qui doit être minimum quand l'hypothèse envisagée est conforme avec la réalité :

$$\chi^2 = \Sigma_{ij}(x_i^m - x_i^a)\, G_{ij}\, (x_j^m - x_j^a) \qquad (5)$$

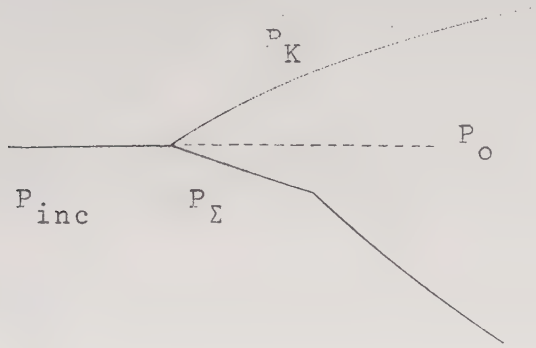
x_i^m = valeur mesurée; x_i^a = valeur théorique; G_{ij} = matrice d'erreur

S'il y a incompatibilité entre les différentes données à la création et à la désintégration, GRIND ne donne aucun résultat de cinématique, et la valeur du χ^2 est élevée. Dans les interprétations, je tiens compte, dans une certaine mesure, de la valeur du χ^2 pour classer un évènement. La valeur moyenne du χ^2 dépend du nombre de degré de liberté du système. Par exemple, pour $\pi p \to \Sigma K$, il est de 4 et la valeur moyenne du χ^2 est de 2 (voir histogramme). Dans aucune étude, aussi bien $\pi^+ p \to \pi^+ p\pi^\circ$ et $\pi^+ p \to \pi^+ p\pi^+\pi^-$ que $\pi^+ p \to$ particules étranges, nous n'avons basé nos résultats sur le χ^2. Pour qu'un évènement soit retenu, il faut un bon χ^2 et une bonne masse manquante.

Si l'évènement ne répond pas aux différents critères, masse manquante nulle, coplanarité, corrélation $p_\Sigma \theta_\Sigma$ etc... et si l'étude à la désintégration a permis de conclure à la présence d'un Σ^+, on doit envisager les réactions $\Sigma^+ k^+ \pi^\circ$ ou $\Sigma^+ k^\circ \pi^+$.

2/ Etude de $\Sigma^+K^+\pi^\circ$ et $\Sigma^+K^\circ\pi^+$

Le Σ^+ est identifiable par sa désintégration. Par contre, on ne peut distinguer le π^+ du K^+, par ionisation, que si l'impulsion est inférieure à 500 MeV/C. Dans les autres cas, on utilise la masse manquante et la cinématique à la création pour distinguer les 2 réactions.



$$\begin{cases} \vec{p}_{inc} = \vec{p}_K + \vec{p}_\Sigma + \vec{p}_o \\ W_{tot} = E_\Sigma + E_K + E_o \end{cases}$$

Il y a 4 équations et 3 inconnues : les composantes de l'impulsion Po du neutre manquant dans les 2 hypothèses $\Sigma^+\pi^+(K^\circ)$ et $\Sigma^+K^+(\pi^\circ)$.

L'impulsion du Σ^+ est donnée par sa désintégration; la valeur de la masse manquante permet théoriquement de faire la distinction entre les 2 hypothèses. Mais à cause des imprécisions sur la détermination de l'impulsion et de la direction du Σ^+, un nombre assez important d'évènements demeure ambigu.

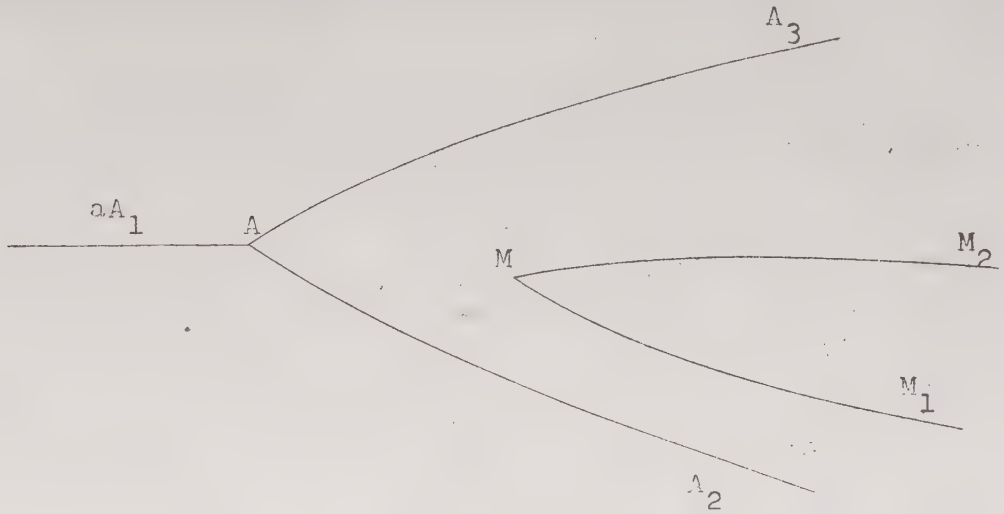
Les évènements $\Sigma^+\pi^+(K^\circ)$ peuvent se présenter sous la forme V^+V° lorsque la désintégration du K° est visible. On connait le rapport d'embranchement (réf.7):

$$\frac{K_{o1} \rightarrow \pi^+\pi^-}{K_{o1} \rightarrow 2\pi^\circ} = 2$$

A partir du nombre d'évènements ou le K° est visible, on peut déterminer le nombre de ceux où le K° est invisible. Cela nous permet de connaitre la limite inférieure du nombre total de $\Sigma^+\pi^+$ (K°).

Ces évènements sont plus difficiles à étudier que les créations ΣK et surtout les résultats que l'on obtient sont entachés d'une plus grande incertitude parce que le nombre de données à ajuster est plus petit : le système ΣK a 4 degrés de liberté, alors que le système ΣKπ n'en a qu'un.

B/ Analyse d'un 2B + V°



Un 2B + V° correspond à la création de 3 particules au moins, dont une est neutre et se trouve matérialisée dans la chambre par sa désintégration en 2 particules chargées.

1) Désintégration :

Pour identifier la nature du V°, on utilise différents tests.

Ionisation : Un V° peut être la désintégration en 2 corps d'un Λ° ou d'un K°. L'ionisation permet de faire la distinction entre un π et p jusque vers une impulsion de 1200 MeV/C. Quand on a reconnu un p, le V° est un Λ°.

Compte tenu des impulsions élevées (2200 MeV/C) que peut atteindre le Λ° ou le K°, il est des cas où seule la cinématique pourra être concluante.

Cinématique : Le programme effectue les calculs suivants :

1°) Il calcule les angles dans l'espace θ (AM,M1), θ (AM,M2), θ (M1,M2)

2°) Il calcule les impulsions des 2 traces tertiaires.

A partir de ces données, il calcule aussi l'impulsion de la trace secondaire :

$$p = \sqrt{p_{M1}^2 + p_{M2}^2 + 2p_1p_2 \cos (M_1M_2)} \qquad (6)$$

Les courbes (I.10 , I.11) donnent les corrélations entre les angles et les impulsions des particules tertiaires. On en déduit 2 valeurs,pour l'impulsion du secondaire, qui doivent être compatibles.

3°) Il teste la coplanarité des traces(AM,M1, M2) définie par l'angle de la particule secondaire AM avec le plan formé par les 2 particules M1 et M2. S'il n'y a pas coplanarité et s'il s'agit d'un Λ°, ce Λ° peut provenir de la désintégration d'un Σ°. Si, par contre, il s'agit d'un K° ce peut être la désintégration du K_2° en trois π ($K_2^\circ \rightarrow 3\pi$)

2) Création :

Les tableaux 2, 3, 4 donnent les différentes hypothèses qui peuvent être envisagées dans le cas d'un 2B +V°.

- Cas des π^- de 1.6 GeV/C

L'étude est assez simple, car peu de voies de réactions sont ouvertes $\pi^-K^+\Lambda^o$ et $\pi^-K^+\Sigma^\circ$ seulement. De plus, on se trouve juste au seuil de création $K^-K^\circ p$. Dans ces conditions, les particules sont identifiables par ionisation.

- Cas des π^+ de 2.75 GeV/C

Le nombre des réactions possibles étant beaucoup plus important, l'interprétation est plus longue et plus complexe. On se base sur les données suivantes.

a) Ionisation :

On essaie de reconnaitre la nature des traces des 2B, on peut, dans des limites étroites, distinguer les π des K (voir I.4)

b) Masse manquante :

On fait le bilan d'énergie au point de création A et on calcule la masse manquante associée au 2B (voir formule 1). Compte tenu des erreurs expérimentales, il est difficile de distinguer les Λ° des Σ°.

On calcule également la masse manquante associée au 2B + V° : il est alors possible de déterminer si une particule neutre (invisible en chambre à bulles) a été émise lors de l'intéraction.

Examinons les différentes réactions possibles :

- $K^+\pi^+\Lambda^\circ$; $K^+\pi^+\Sigma^\circ$

En principe, la masse manquante associée au 2B permet de faire la distinction entre les deux réactions. En fait, sur 101évènements : 60 passent sur la voie $K^+\pi^+\Lambda^\circ$, 31 par la voie $K^+\pi^+\Sigma^\circ$ et 10 ajustent les deux hypothèses.

- $\pi^+\pi^+\Lambda^\circ K^\circ$; $\pi^+ pK^\circ\bar{K}^\circ$; $\pi^+\pi^+K^\circ\Sigma^\circ$

Pour la plupart des évènements, un seul V° est visible; deux cas sont alors possibles :

- Le V° est un K°

La masse du neutre associée au 2B + V° suffit pour distinguer les réactions (voir figure III 4 b)

- Le V° est un Λ°

Il ne peut s'agir que de la réaction $\pi^+\pi^+\Lambda^\circ(K^\circ)$ parceque l'autre réaction possible $\pi^+K^+\Lambda^\circ(+x\pi^\circ)$ est peu probable.

c) Cinématique

"GRIND" effectue les calculs en ajustant les différentes données. Il donne une valeur du χ^2 qui doit être minimum dans le cas de la bonne hypothèse.

L'étude des 2B + V° est plus complexe que celle des ν^+, mais les tests possibles étant nombreux, on parvient, en général, à une conclusion.

Suivant le nombre de vertex (point de création, point de désintégration) et le nombre des inconnues, la valeur minimum du χ^2 change. Par vertex, on a 4 équations de contrainte, dont 4 degrés de liberté.

- Dans le cas d'un 2B + V°

Dans l'hypothèse $K^+\pi^+\Lambda^\circ$, on a 2 vertex et 1 seule inconnue : l'impulsion du Λ°, le nombre de degrés de liberté est de 7.

Si c'est l'hypothèse $\pi^+\pi^+\Lambda^\circ K^\circ$, on a 2 vertex et 4 inconnues, P_{K°, P_{Λ°, δ_{K°, ϕ_{K°, le nombre de degrés de liberté est alors de 4.

3 - CONCLUSION : L'analyse des évènements est complexe. Mais le grand nombre de corrélations (entre les impulsions, entre les angles et les impulsions) permet, dans la plupart des cas, de trouver une solution satisfaisante. On voit cependant que l'étude des créations et désintégration de particules étranges est délicate, mais ne diffère pas fondamentalement des études de 2B ou 4B.

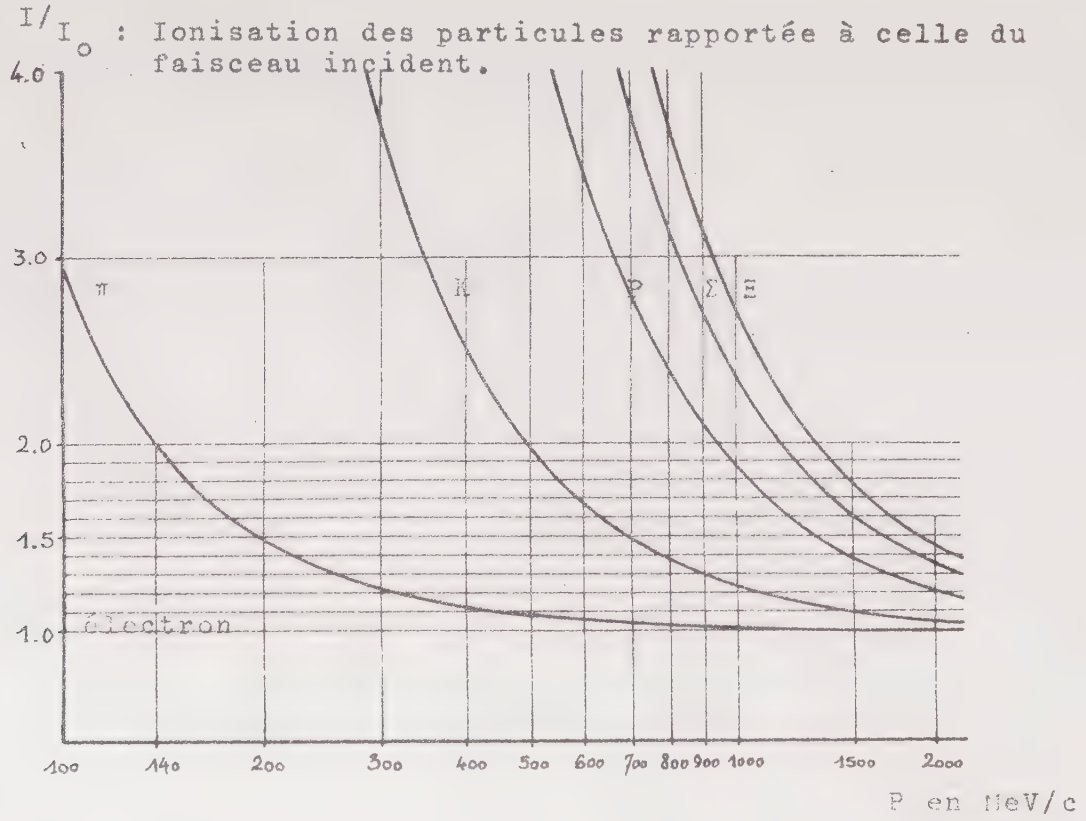


Figure I.5.

LEGENDES DES FIGURES DU CHAPITRE I

I 5 Ionisation des particules π, K, P, Σ, Ξ, rapportée à celle du faisceau incident

I 6 Désintégration du Σ^- en π^- et neutron

I 7 Désintégration du Σ^+ en π° et proton

I 8 Création du Σ^- dans les intéractions $\pi^- p \rightarrow \Sigma^- K^+$: courbe $\alpha_{\Sigma^-} = f(p_{\Sigma^-})$ avec α_{Σ^-} : angle d'émission dans le laboratoire et p_{Σ^-} : impulsion du Σ^-

I IO Création du K^+ dans les intéractions $\pi^- p \rightarrow \Sigma^- K^+$: courbe $\alpha_{K^+} = f(p_{K^+})$ avec α_{K^+} : angle d'émission dans le laboratoire et p_{K^+} : impulsion du K^+.

I II Création $\Sigma^- K^+$:
courbe $\alpha_{\Sigma^-} = f(\alpha_{K^+})$

DESINTEGRATION DU Σ^- EN π^- ET NEUTRON

$\Sigma^- \rightarrow \pi^- N$

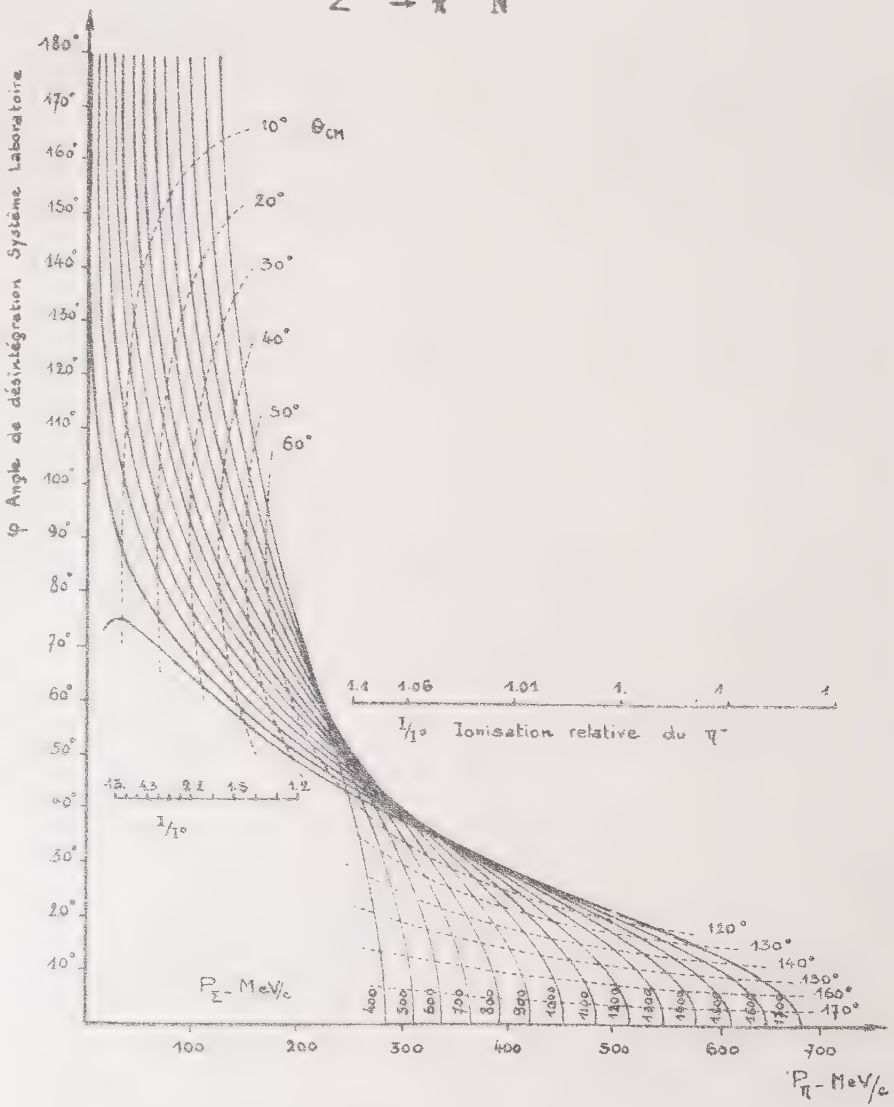


FIGURE I.6

DESINTEGRATION DU Σ^+ EN π° ET PROTON

$\Sigma^+ \rightarrow P\ \pi^\circ$

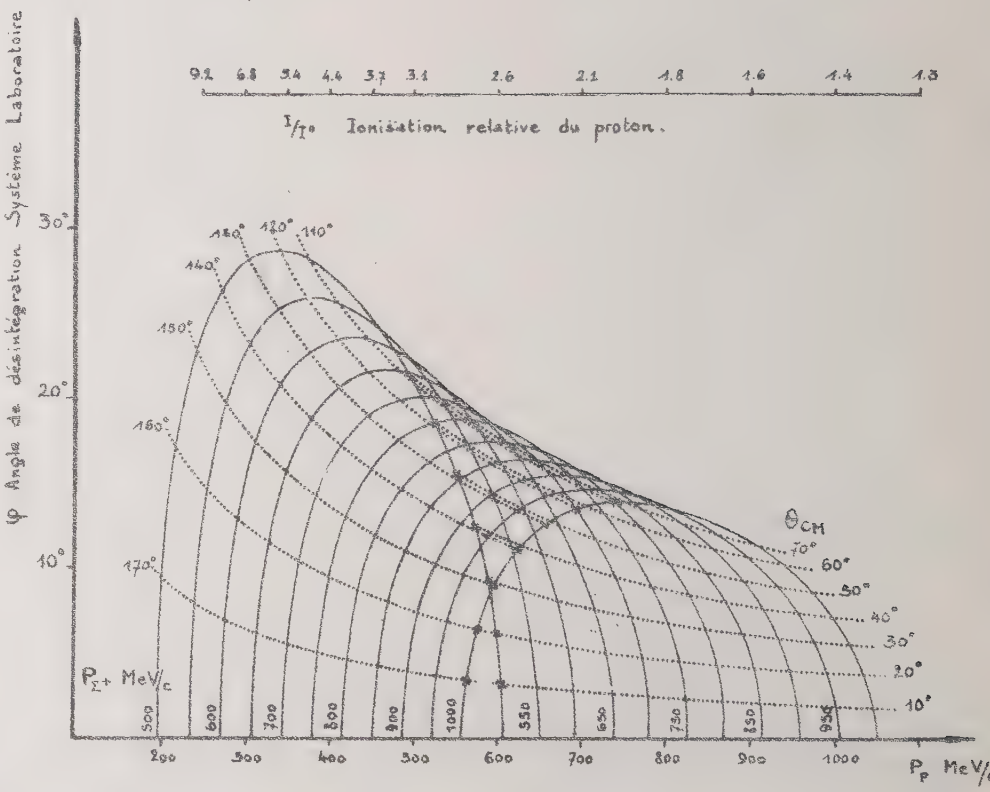


FIGURE I.7

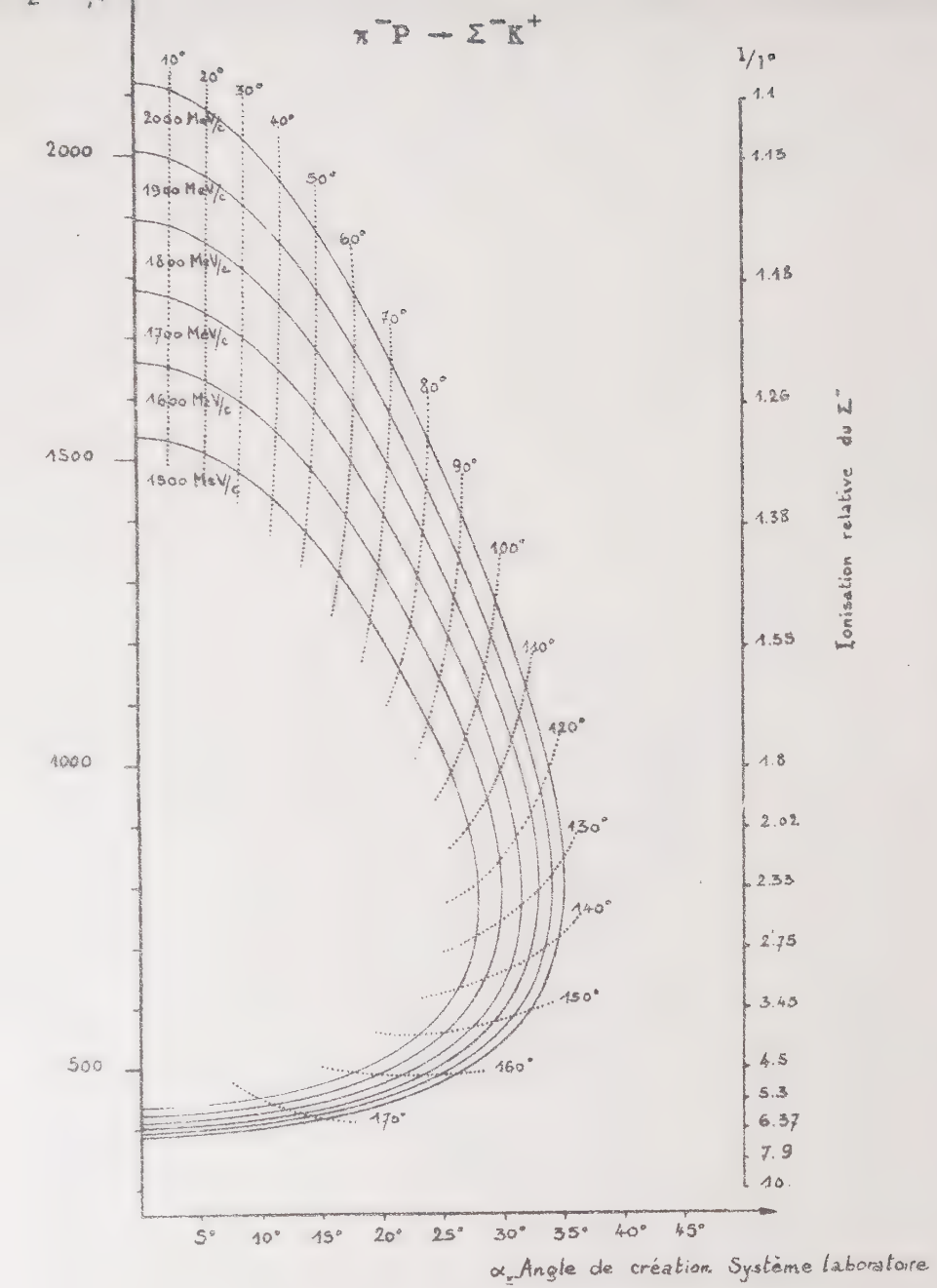


FIGURE I.8

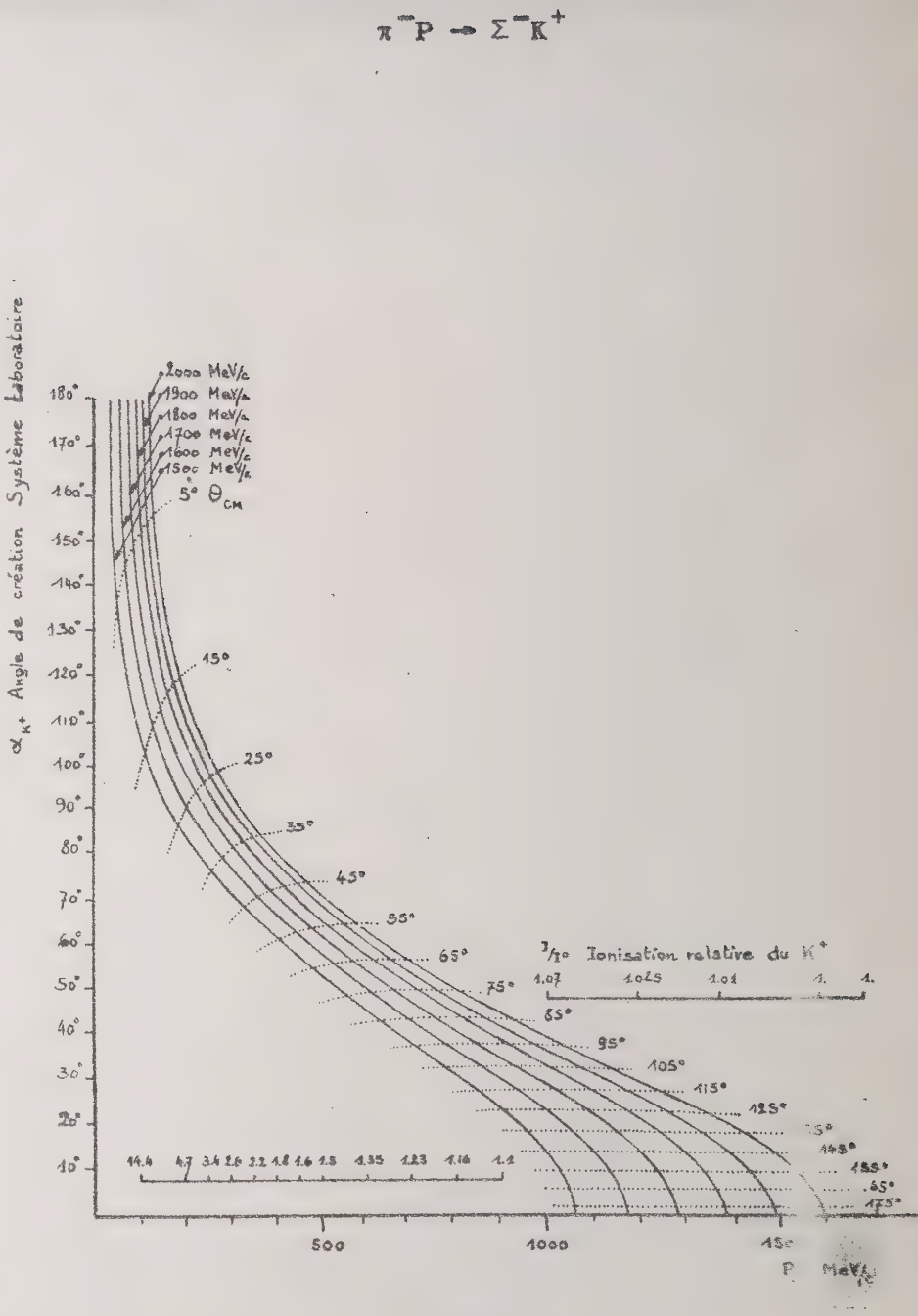


FIGURE I.10

CREATION $\Sigma^+ K^-$

$\Sigma^+ p \rightarrow \Sigma^+ \pi^+ K^-$

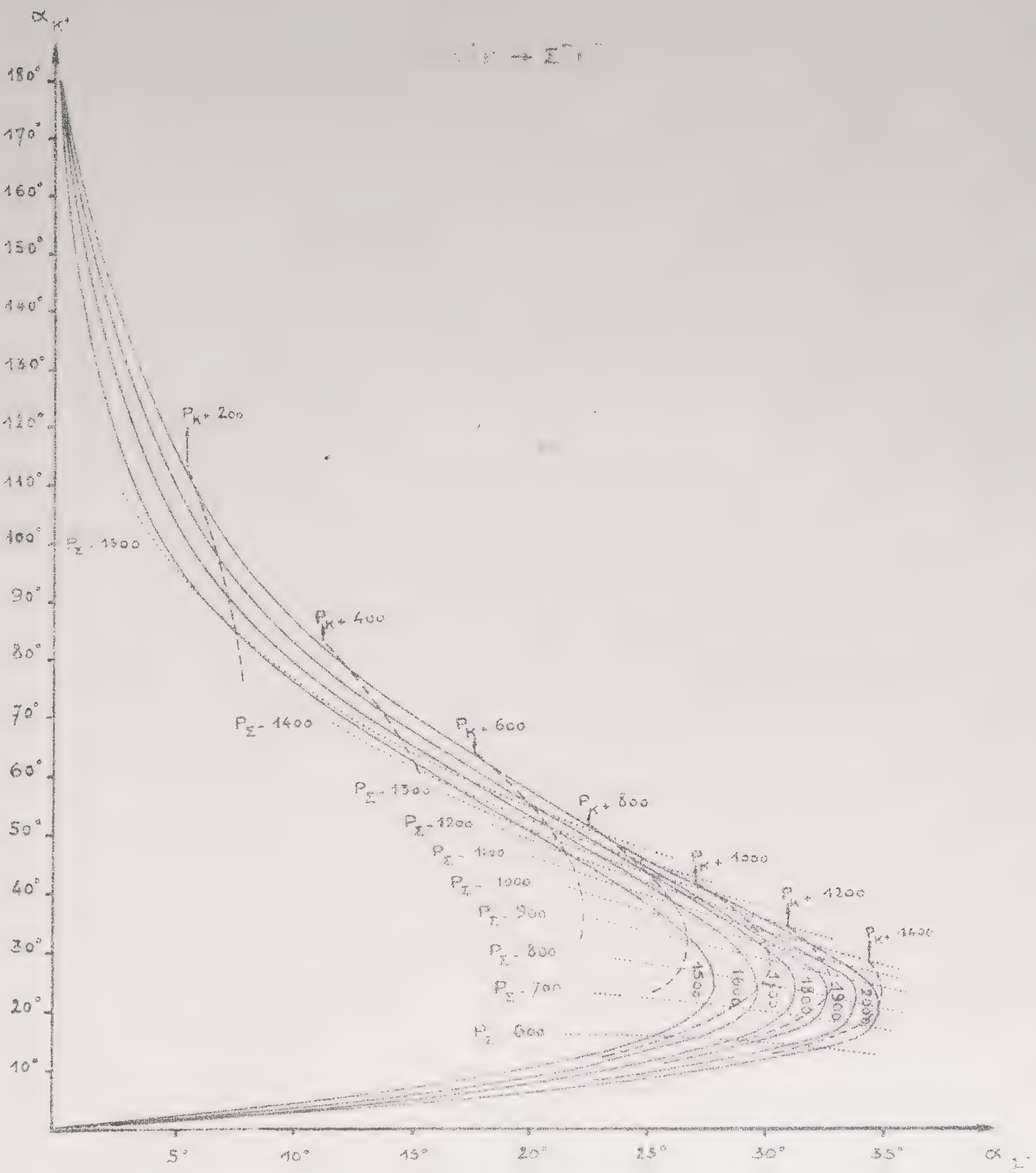


FIGURE 11

C H A P I T R E II

ETUDE DE LA CREATION ET DE LA DESINTEGRATION DES PARTICULES ETRANGES PRODUITES DANS LES INTERACTIONS $\pi^- p$ à 1.59 GeV/C

RAPPELS THEORIQUES :

A 1,59 GeV/c, peu de voies de réaction sont ouvertes (tableau 2). Il devrait être possible de faire une étude approfondie de la production associée ΣK, ΛK, Y^*K, sans contamination par des voies où plusieurs π sont créés. Mais les statistiques sont faibles et seule l'étude des systèmes $\Sigma^- K^+$ et $\Lambda^\circ K^\circ$ a pu être poussée assez loin pour pouvoir tester la validité des modèles et faire des comparaisons avec d'autres expériences. Il a été possible de comparer :

- les sections efficaces totales
- les sections efficaces différentielles

(à la création)

- la polarisation des hypérons (à la désintégration)

A - CREATION

Les différents modèles (Réf. 1) proposés par les théoriciens, sont basés sur ces résultats expérimentaux : sections efficaces totales, sections efficaces différentielles, polarisation. Je vais faire un bref exposé des principaux modèles existant pour le moment.

1) Modèle de Pais (Réf. 2)

Expérimentalement, il y a une certaine analogie entre les variations en fonction de l'impulsion de la section efficace totale de création des Λ° : $\sigma^{\Lambda}_{tot}(P)$ et de la section efficace totale $(\pi N \to \pi N)$: $\sigma^{\pi N}_{tot}(P)$ (voir figure II 1). Cette analogie porte sur la forme de la courbe de variation et non sur les valeurs des sections efficaces. Pais, s'appuyant sur ce fait expérimental, postule que le processus $(\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ)$ se fait en deux phases A et B (graphe 1). Il peut alors écrire la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ)$ sous la forme d'un produit de 2 facteurs, dont un va représenter la partie A du graphe

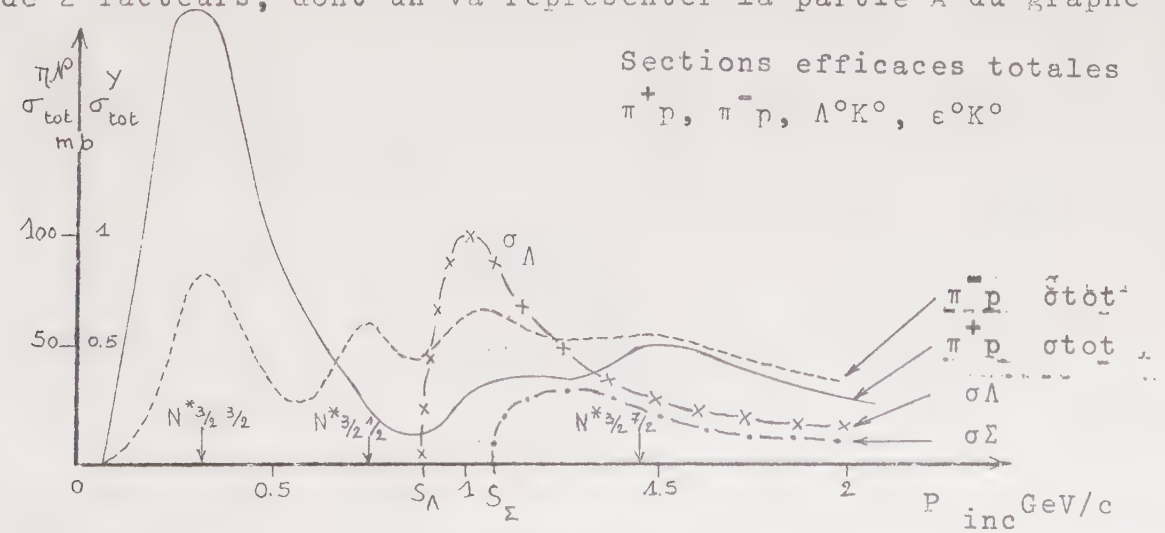
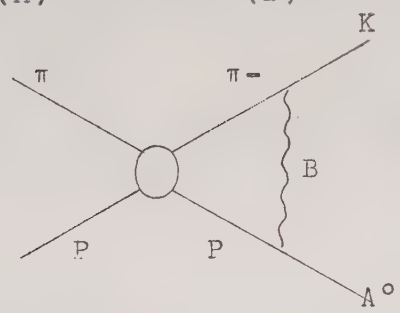


Figure II 1 c

($\pi p \to \pi p$) et le deuxième la partie B (création de particules étranges).

(A) (B)



$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim F\left(\sigma_{tot}^{\pi N}(E)\right) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega}$ (B)

- $F\left(\sigma_{tot}^{\pi N}(E)\right)$ rend compte de l'analogie entre

$\sigma_{tot}^{\pi N}(E)$ et $\sigma_{tot}^{\Lambda}(E)$

- $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (B) est la section efficace différentielle du processus B.

Graphe 1

Si la particule échangée est un boson de spin 0 et si les autres particules sont supposées sans spin, on a :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(B) \propto \frac{1}{\Delta^2+B^2}$$

Δ^2 : transfert de moment au carré : $N^2-Y^2 + 2kk' \cos\theta + 2E_N E_Y$ avec :

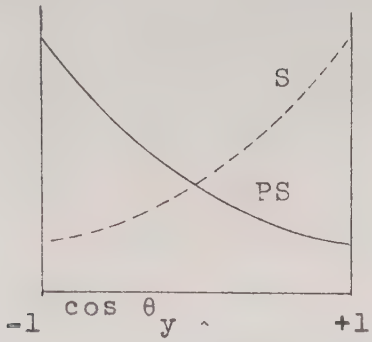
- k et k' : valeurs absolues des impulsions des particules entrante et sortante.
- N, Y, B : masses des particules (nucléon N, hyperon Y, particule intermédiaire).
- $E_N = \sqrt{k^2+N^2}$; $E_Y = \sqrt{k'^2+Y^2}$

Or, en fait, les particules N et Y ont un spin et une parité. Ces valeurs introduisent un facteur multiplicatif : A qui va dépendre de la parité relative de 3 particules :

a) $P_N P_Y P_B = +1 \quad A = E_N E_Y + NY + kk' \cos\theta$ cas scalaire (S)

b) $P_N P_Y P_B = -1 \quad A = E_N E_Y - NY + kk' \cos\theta$ cas pseudoscalaire (PS)

Dans la région du Gev, le cas (a) favorise la production des hyperons vers l'avant et (b) vers l'arrière (schéma 1).

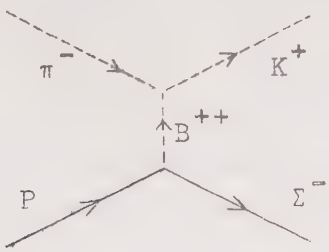


Les résultats expérimentaux connus (Réf. 7) jusqu'alors suggéraient un comportement du Λ° différent de celui du Σ^-; le Λ° est toujours émis vers l'arrière alors que le Σ^- est émis vers l'avant.

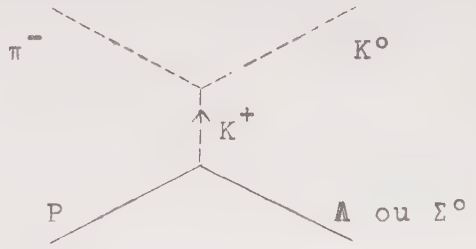
Par ailleurs, l'isospin de la particule échangée B joue aussi un rôle important. Pour essayer d'expliquer cette différence entre le Λ° et le Σ^-, PAIS fait les hypothèses suivantes :

- B est un méson K
- $P_\Lambda P_\Sigma = +1$
- $P_{K^\pm} P_{K^\circ} = -1$

L'échange d'un K ou d'un K^* est en effet impossible dans les réactions $\pi^- p \to \Sigma^- K^+$ parce que la particule échangée, pour satisfaire la conservation de la charge, doit être 2 fois chargée. Ce doit être une particule de spin isotopique $\frac{3}{2}$ (graphe 2).



Graphe 2



Graphe 3

Par contre dans les 2 cas $\pi^- p \to \Sigma^\circ K^\circ$ et $\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ$, l'échange d'un K est possible.

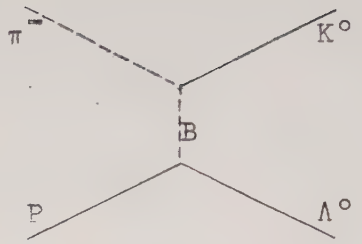
Cependant les K et les $\bar{K}$ ont la même parité. La condition $P_{K^\pm} P_{K^\circ} = -1$ n'est donc pas juste. Ce modèle conduit à une contradiction et doit être

abandonné.

2) Modèle à échange d'une particule.

TIOMNO et coll. (Réf. 3) utilisent seulement la partie B du modèle de PAIS et supposent que :

- L'isospin de B est $\frac{1}{2}$
- B est scalaire ou pseudoscalaire



Graphe 3

Ces auteurs calculent la masse de B dans les 2 cas scalaire ou pseudoscalaire :

- scalaire $m_B \simeq K+\pi$

- pseudoscalaire $m_B \simeq \pi$ (ce 2ème cas est impossible parcequ'on impose un changement d'étrangeté $\Delta S = 1$)
Le K^* pourrait convenir, mais sa masse est plus grande $m_{K^*} = 891$ MeV) et surtout, son spin est 1; c'est donc une particule vectorielle.

- CHAN (Réf. 4) cependant a repris les calculs de TIOMMO en supposant l'échange d'un K^* et a pu retrouver les valeurs de sections efficaces des Λ°..

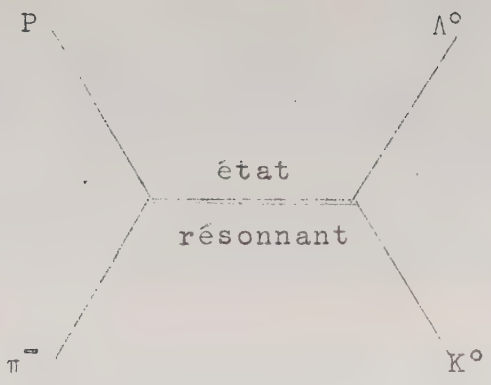
Mais le diagramme à échange d'un K^* ne donne aucune polarisation au Λ°; or, expérimentalement, prés du seuil, le Λ° est fortement polarisé quel que soit son angle d'émission et à 1,59 Gev/c, il est polarisé lorsqu'il est émis vers l'arrière.

D'autre part, ce diagramme ne permet pas non plus d'expliquer le pic de la section efficace totale vers 1000 MeV/c.

On constate donc que ces modèles sont assez incomplets et ne donnent que des informations fragmentaires.

3) Modèle de Kanazawa

KANAZAWA (réf 5) suppose pour expliquer la polarisation et les distributions angulaires du Λ°, le passage intermediaire



résonance ΛK dans un état S ou P (non identifiable avec une des résonances πN).

$\pi^- p \rightarrow$ état résonnant $\rightarrow \Lambda^\circ K^\circ$

Il pose aussi $P_\Sigma P_\Lambda = +1$

En ajustant les paramètres suivants : position, largeur et hauteur de la résonance ΛK, les 2 constantes de couplage aux vertex ($P\pi^-$) et ($\Lambda^\circ K^\circ$), KANAZAWA a pu calculer les distributions angulaires à différentes impulsions du π^- incident. L'accord avec l'expérience est assez bon (voir figure II 1a). Les différentes courbes théoriques portées sur les distributions expérimentales dépendent de l'état S ou P dans lequel se trouve l'état résonnant.

HOFF (réf. 7) a repris le modèle de KANAZAWA. Il suppose la contribution d'un diagramme avec échange d'un K^* (graphe 3) et l'existence d'un état résonnant $p1/_2$ ou $p3/_2$ dans le système ΛK. Grace à ces deux hypothèses il peut retrouver le pic dans la section efficace totale, la polarisation des Λ° et la forme des distributions angulaires. Il a 4 paramètres à ajuster: position, largeur et hauteur de la résonance ΛK, le quatrième étant le produit des constantes de couplage $KK^*\pi$ et K^*YN . L'accord avec l'expérience est bon jusqu'aux impulsions de l'ordre de 1100 MeV/C. Les calculs n'ont pas été poussés plus loin. Les différentes courbes théoriques dépendent de l'état résonnant $p1/_2$ et $p3/_2$.

4) Modèle de AMATI-FUBINI - STANGHELLINI (réf. 6)

Ces auteurs ont fait une étude approfondie des interactions $N\pi$ et NN en s'appuyant sur le graphe 4.

Dans ce graphe (4), l'intéraction la plus périphérique détermine la dépendance angulaire. Ces résultats peuvent être étendus au cas de la production de particules étranges.

a) A basse énergie, des graphes (5 et 6) du même type que celui de $\pi N \rightarrow \pi N$ permettent de prédire l'existence d'un pic dans la section efficace vers 1000 MeV/c.

b) A haute énergie, les termes où le spin des particules intervient, deviennent négligeables, les distributions angulaires de tous les étranges tendent, comme pour πN, vers une figure de diffraction.

c) Aux énergies autour du GeV, pour le moment, il est encore difficile d'expliquer la différence entre le Λ et le Σ.

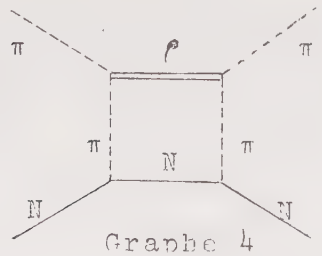
Si on admet le principe de symétrie : $P_\Lambda P_\Sigma = +1$, on peut expliquer les caractéristiques de la production associée de la façon suivante :

Λ° : Le diagramme, avec échange d'un k^* joue un rôle prédominant; les Λ° sont toujours émis vers l'arrière.

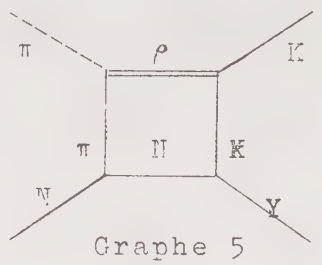
Σ^- : l'échange d'un K est interdit, leur émission vers l'avant ne peut s'expliquer que par le graphe 5 ou le graphe 7 (échange d'un baryon).

5) Conclusion :

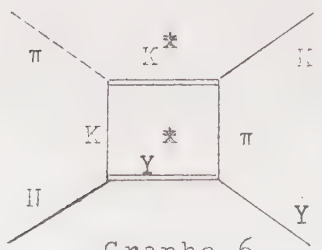
La théorie n'explique pas encore la production associée d'une façon satisfaisante. Je vérifierai si les conclusions des modèles sont en accord avec les valeurs que je trouve à 1.59 GeV/c et avec les valeurs données à des énergies plus élevées.



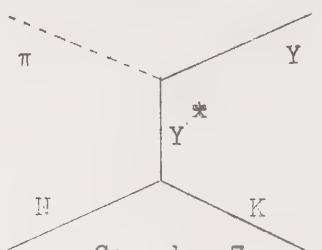
Graphe 4



Graphe 5



Graphe 6



Graphe 7

B - DESINTEGRATION

L'étude de la création des particules étranges permet d'expliquer le mécanisme de la production associée. Mais c'est par l'étude de leur désintégration que l'on peut mettre en évidence la polarisation et déterminer le spin de l'hyperon.

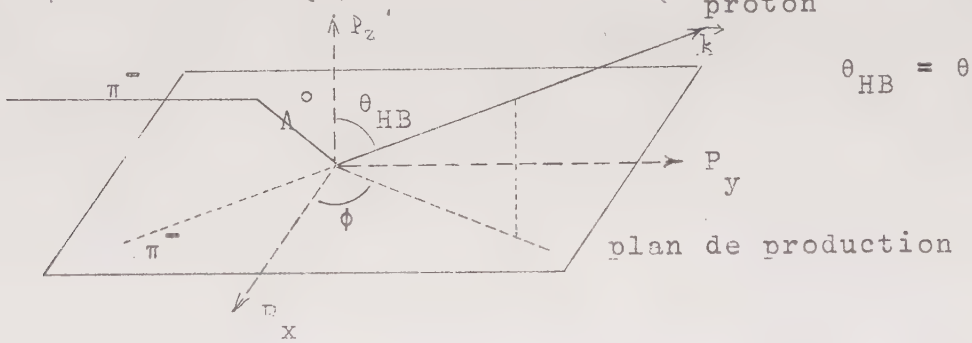
1) Polarisation :

Tout d'abord, donnons la définition des paramètres α, β, γ, de la désintégration d'un hyperon. Dans chaque cas : $\Lambda^\circ \to p+\pi^-$, $\Sigma \to N+\pi$, $\Xi \to \Lambda+\pi$; une particule de spin $I = \frac{1}{2}$ se désintègre en une particule de spin $\frac{1}{2}$ et un pion de spin 0

On se place dans le système du centre de masse de la particule qui se désintègre : par exemple $\Lambda^\circ \to p\pi^-$.

Le système $p\pi^-$ peut seulement se trouver dans les 2 états $\ell = 0$ ou $\ell = 1$, qui sont de parité opposée. Appelons S et P les amplitudes de ces deux états; si on considère uniquement la partie "spin" et moment angulaire de la fonction d'onde, on peut écrire ψ sous la forme :

$$\psi \sim (S + P\cos\theta)\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix} + (P e^{i\varphi}\sin\theta)\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}_{\text{proton}}$$



$\theta_{HB} = \theta$

La distribution angulaire à la désintégration est donnée par :

$$\frac{dN}{d\cos\theta} = \psi^*\psi = |S + P\cos\theta|^2 + |P e^{i\varphi}\sin\theta|^2$$
$$= |S|^2 + |P|^2 + 2\,\mathrm{Re}\, S^* P \cos\theta$$

On définit :

$$\alpha = \frac{2\,\mathrm{Re}\, S^* P}{|S|^2 + |P|^2} \quad ; \quad \beta = \frac{2\,\mathrm{Im}\, S^* P}{|S|^2 + |P|^2} \quad ; \quad \gamma = \frac{|S|^2 - |P|^2}{|S|^2 + |P|^2} \quad ; \quad \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1.$$

Les Λ° sont partiellement polarisés, ce qui signifie que leur répartition entre les différents états propres du spin n'est pas uniforme, on a une fraction N^+ dans l'état $\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}$ et une fraction N^- dans l'état $\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}$. La polarisation est définie par

$$P_\Lambda = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}$$

Dans ces conditions, la distribution angulaire prend la forme :

$$\frac{dN}{d\cos\theta} = (1 + \alpha P_\Lambda \cos\theta)$$

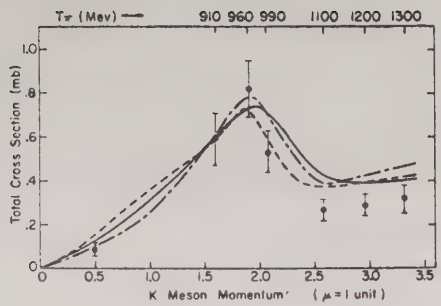
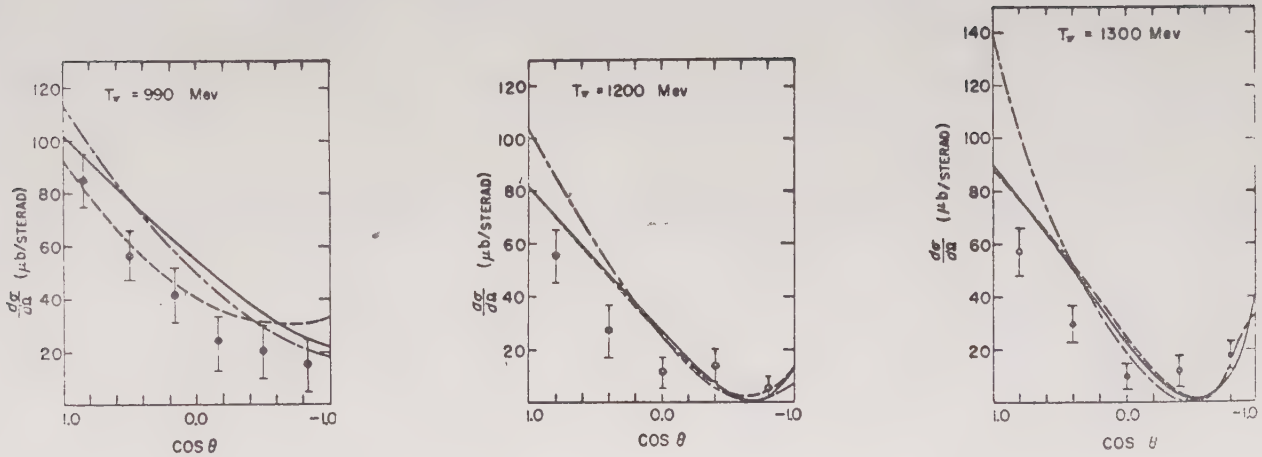


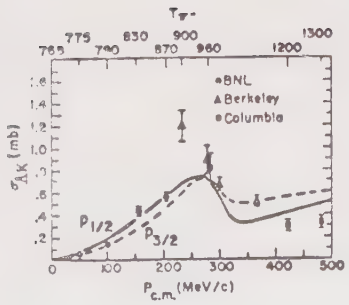
FIGURE II.1a MODELE DE KANAZAWA

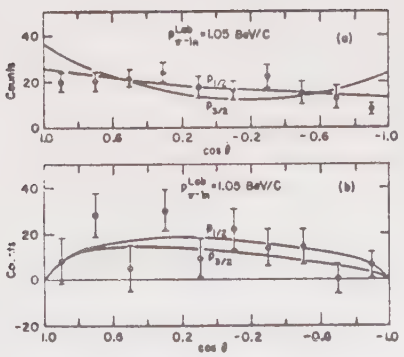
SECTIONS EFFICACES TOTALES

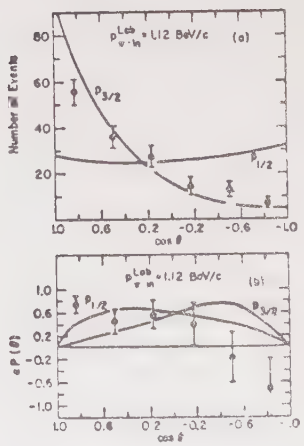


SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES

FIGURE II.1b MODELE DE HOFF







SECTIONS EFFICACES TOTALES

SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES

Conséquences :

1) Si la parité est conservée dans la désintégration, il n'y a pas mélange des états $\alpha = 0$: la distribution est isotrope.

2) Si l'hyperon Λ° n'est pas polarisé, elle est aussi isotrope parce que $P = 0$.

3) Si la parité est conservée à la production et si les Λ° sont produits par des particules non polarisées, la polarisation du Λ° est perpendiculaire au plan de production.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto (1 - \alpha P_z \cos\theta)$$

ce qui exprime une asymétrie haut bas. La mesure de cette asymétrie ne nous donne que la valeur du produit αP.

Je ne décrirai pas dans ce travail les différentes méthodes (Réf.22) que l'on peut employer pour déterminer le spin des hypérons, parce que les statistiques dont nous disposons sont trop faibles pour être utilisées dans ce but.

II - ETUDE EXPERIMENTALE :

J'ai étudié, dans le cadre de la collaboration avec les laboratoires de SACLAY, BARI, BOLOGNE, la production des particules étranges dans les interactions πp à 1,59 GeV/c. Après avoir analysé 120 000 clichés, nous avons retenu 1013 évènements, répondant aux différents critères énoncés au chapitre I. Les évènements observés se répartissent en plusieurs catégories phénoménologiques.

Type	Nombre d'évènements
Arrêt + V°	423 évènements
Arrêt + 2 V°	165 évènements
2 B + V°	93 évènements
2 B V^-	332 évènements

J'ai exposé, dans le chapitre I, la méthode d'analyse des clichés, je ne reviendrai pas sur les détails. Il faut pourtant signaler que l'étude des évènements " Arrêt + V° " est différente de l'étude générale. L'utilisation de ces évènements est complexe. En effet, dans la plupart

des cas où l'on a identifié le V° comme Λ°, on ne peut distinguer entre un Λ° provenant de la réaction $\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ$ et un Λ° provenant de la désintégration du Σ° dans $\pi^- p \to \Sigma^\circ K^\circ$ $\big|\to \Lambda^\circ + \gamma$. Si on étudie $\Sigma^\circ \to \Lambda^\circ + \gamma$, on constate que l'angle entre la direction du Σ° et celle du Λ° est très petit (7° au plus pour un Σ° de 650 MeV/c). Donc, à cause des erreurs faites à la mesure dans la détermination de la direction du Λ°, on ne peut pas séparer les 2 réactions.

Par contre, si on a identifié le V° comme un K°, il n'y a pas d'ambiguité dans l'identification de la réaction; un calcul de masse manquante permet de séparer facilement $\pi^- p \to K^\circ(\Lambda^\circ)$ ou $\pi^- p \to K^\circ(\Sigma^\circ)$ ou encore $\pi^- p \to K^\circ(\Lambda^\circ\pi^\circ)$. Comme les évènements "Arrêt + Λ°" introduiraient des biais dans les distributions angulaires, nous ne les utiliserons que dans le calcul des sections efficaces. Il est possible grâce aux évènements "Arrêt + 2V°" de connaître la proportion de $\Sigma^\circ K^\circ$, de $\Lambda^\circ K^\circ$ et de réactions à 3 corps. Nous pouvons supposer que nous avons la même répartition dans le cas des "Arrêt + Λ°" et les utiliser dans le calcul des sections efficaces.

90% des autres évènements sont classés sans difficulté entre les différentes réactions possibles. (Tableau 3).

Parmi les 423 (V°+Arrêt) et les 165 (2V°+Arrêt), il y a 270 évènements où la désintégration du K° est observée, associée ou non à celle du Λ°. Ces 270 évènements se séparent sans ambiguité en trois catégories : $\Lambda^\circ K^\circ$, $\Sigma^\circ K^\circ$, réaction à 3 corps.

Les évènements où seul le Λ° est reconnu, ne sont pas utilisés, comme nous l'avons déjà expliqué, parce que dans 90 % des cas, il est impossible de distinguer les réactions les unes des autres.

Différentes considérations entrent dans les calculs des facteurs de corrections :

- L'efficacité de détection des Λ° et des K° est calculée en tenant compte de la géométrie de la chambre et de leur temps de vie.
- Dans le cas des "Arrêt + K°", on introduit quelques critères différents de ceux du cas général (voir chapitre I): les K° seuls ne sont acceptés que s'ils sont émis vers l'avant dans le laboratoire ($0 \leqslant \cos\theta_{lab} \leqslant 1$), pour éviter les biais provenant de K° lents émis vers l'arrière (il peut y avoir confusion avec des 2B).

Les facteurs de correction sont calculés en fonction de l'angle de production pour les évènements à 2V° et avec K° seul visible. On tient compte aussi des désintégrations neutres du Λ° et du K°; on utilise comme rapport de branchement : $\Lambda^\circ \to \pi^- p$ (66%) ; $K^\circ \to \pi^+ \pi^-$ (33%) (Tableau 4). La plupart des évènements 2BV sont des créations à 2 corps (285 parmi 332). Dans le calcul des facteurs de correction, nous avons introduit les coupures suivantes:

- Dans tous les cas, c'est la désintégration du Σ^- qui doit être visible.

- Le parcours du Σ^- doit être au moins de 5 mm (cette correction nous est imposée par la détermination de la vie moyenne du Σ^-).

- L'angle de la particule de désintégration π ou p avec le Σ^- doit être au moins de 5°.

Les facteurs de correction tiennent compte aussi des probabilités de désintégration du Σ^- et du K^+.

Nous avons tout d'abord étudié la production associée $\pi^- p \to YK$ (Y étant soit Σ^o, soit Λ°). Une comparaison est faite entre les résultats que nous avons obtenus à 1,59 GeV/c et ceux obtenus par d'autres auteurs à d'autres impulsions : ces résultats portent sur les sections efficaces différentielles, les sections efficaces absolues, la polarisation des hypérons. Nous avons aussi regardé les réactions à 3 corps $\pi^- p \to YK\pi$. Nous avons pu mettre en évidence la formation de la résonance Y_1^* (1385 MeV) par un mécanisme de production associée $\pi^- p \to Y^* K$.

A/ $\pi^- p \to YK$

Les Λ°, les Σ°, et les Σ^- sont des baryons, qui dans la classification SU_3 introduite par GELL MANN, sont dans un même octet. Il était donc intéressant de comparer leur comportement, pour les créations à 2 corps dans les interactions $\pi^- p$.

Environ 2/3 des évènements observés sont des créations à 2 corps $\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ$

$\Sigma^\circ K^\circ$

$\Sigma^- K^+$

Nous avons analysé les distributions angulaires, les sections efficaces et la polarisation des hyperons Σ ou Λ dans chacune des trois réactions.

1) Création $\Lambda^\circ K^\circ$

a) Etude de la distribution angulaire à la création.

106 évènements ont été retenus après analyse des résultats. Sur la figure (II 2a) est reportée la distribution angulaire en fonction de $\cos \theta^{\Lambda^\circ}_{cm}$. Sa formé est assez simple : un polynome du second degré permet de reproduire les résultats expérimentaux.

Tableau des coefficients :

$$a_0 = (7.84 \pm 2.00) \text{ mb/st}$$

$$a_1 = (16.78 \pm 3.37) \text{ mb/st}$$

$$a_2 = (37.21 \pm 6.87) \text{ mb/st}$$

D'après la forme de la distribution angulaire, on constate que les Λ° sont émis préférentiellement vers l'arrière; mais il y a une remontée non négligeable vers l'avant.

Pour pouvoir comparer avec les distributions angulaires obtenues pour différentes impulsions du π^- incident, nous avons défini le rapport $\frac{F}{B}$: F contribution avant, c'est à dire nombre d'évènements émis dans la 1/2 sphère avant ($0 < \cos\theta < 1$); B contribution arrière, c'est à dire nombre d'évènements émis dans la 1/2 sphère arrière($-1 < \cos\theta < 0$). La variation de $\frac{F}{B}$ en fonction de l'impulsion (fig. II 3a) confirme cette émission vers l'arrière du Λ° quelque soit l'impulsion du π^- incident. La contribution arrière passe par un maximum autour de $P_{inc} = 1500$ MeV/c. Puis, il apparait une remontée vers l'avant qui subsiste jusqu'à 2200 MeV/c. Cette remontée disparait aux impulsions plus élevées et à 2700 MeV/c la faible valeur de $\frac{F}{B}$ (0.15 ± 0.1) montre que les Λ° sont pratiquement tous émis vers l'arrière. Une expérience à 3000 MeV/c (Réf.14) confirme ce comportement, mais en raison d'une statistique trop faible, aucune distribution n'a été publiée.

La figure II 4a montre les distributions angulaires du Λ° entre 920 MeV/c et 2700 MeV/c (Réf. 8 à 21).

KANAZAWA donne les distributions angulaires théoriques jusqu'à 1430 MeV/c (fig. II 1a). On constate que l'accord avec l'expérience est satisfaisant jusqu'à cette impulsion, en particulier la remontée vers l'avant est amorcée.

Il serait très agréable de connaître les valeurs théoriques à plus haute impulsion, mais les calculs qui nécessitent l'ajustement de 5 paramètres sont compliqués, et ils ne sont pas faits en ce moment.

HOFF apporte une correction au modèle de KANAZAWA et donne d'autres distributions théoriques jusqu'à 1120 MeV/c (Fig. II 1b). L'accord avec l'expérience est bon à basse impulsion, mais à 1120 MeV/c, l'ajustement théorique doit supposer que la résonance est dans un état p3/2, alors qu'aux impulsions plus faibles, elle est dans un état p1/2. Il faudrait continuer les calculs à plus haute impulsion pour vérifier si l'accord persiste ou non.

De toute façon, aux impulsions plus élevées, le Λ° est émis fortement vers l'arrière. Si ce comportement est synonyme de périphérisme, un modèle avec échange d'une particule légère tel le K^* permet de le prévoir. Mais la remontée vers l'avant peut s'expliquer par un modèle avec échange d'un baryon (Graphe 7). D'autres shémas sont peut-être possible, mais leur étude n'est pas faite pour le moment

b) Etude de la polarisation.

Dans la première partie du chapitre II, j'ai rappelé qu'une mesure de l'asymétrie haut-bas permet d'évaluer la valeur du produit αP. (α paramètre d'asymétrie, P polarisation des hyperons).

Nous avons fait un diagramme (fig. II 5 a) à deux dimensions de la variation de $\cos \theta_{HB}$ en fonction de $\cos \theta_{CM}$, où $\theta_{haut-bas} = \theta_{HB}$ est l'angle entre la direction du π^- de désintégration du Λ° et la normale au plan de production définie par $P_{\pi^- inc} \wedge P_{\Lambda^\circ}$ et θ_{CM} est l'angle de production du Λ°. L'asymétrie est maximum lorsque le Λ° produit est émis vers l'arrière. Sur la figure II 5c on a reporté la variation de αP en fonction de $\cos \theta_{CM}$. La valeur du produit αP pour les Λ° émis vers l'arrière $\{-1 < \cos \theta < -0.5\}$ est de:

$$\alpha P = 0.81 \pm 0.16$$

La valeur connue expérimentalement pour α est $\alpha = -0{,}659 \pm 0.047$ (Réf. 24). On peut en déduire que les Λ° émis vers l'arrière sont presque totalement polarisés. La polarisation des Λ° émis vers l'avant est de signe opposé à celle des Λ° émis vers l'arrière car, $\alpha P = -0.31 \pm 0.21$ pour $0 < \cos\theta < +1$.

La valeur moyenne du produit αP à 1.59 GeV/c est :

$$\alpha < P > = 0.67 \pm 0.16$$

L'étude de la polarisation est assez difficile et exige une bonne statistique, ce qui explique que peu d'auteurs aient pu l'entreprendre. J'ai reporté les quelques données expérimentales actuellement publiées sur la figure II 6a. A 1035 MeV/c, αP est toujours positif. La polarisation des Λ° ne change pas de signe. Par contre, à 1120 MeV/c, la polarisation passe par zéro puisque αP s'annule et la polarisation des Λ° émis vers l'avant est de signe opposé à celle des Λ° émis vers l'arrière, exactement comme à 1,59 GeV/c.

La valeur moyenne du produit $\alpha < P >$ est toujours calculable. La figure II 6b représente la variation de $\alpha < P >$ en fonction de l'impulsion du π^- incident. Cette valeur est toujours assez élevée (autour de 0.5) jusqu'à 1590 MeV/c; à 970 MeV/c, il semble que la polarisation moyenne passe par un minimum. Mais, compte tenu des erreurs assez élevées dans la

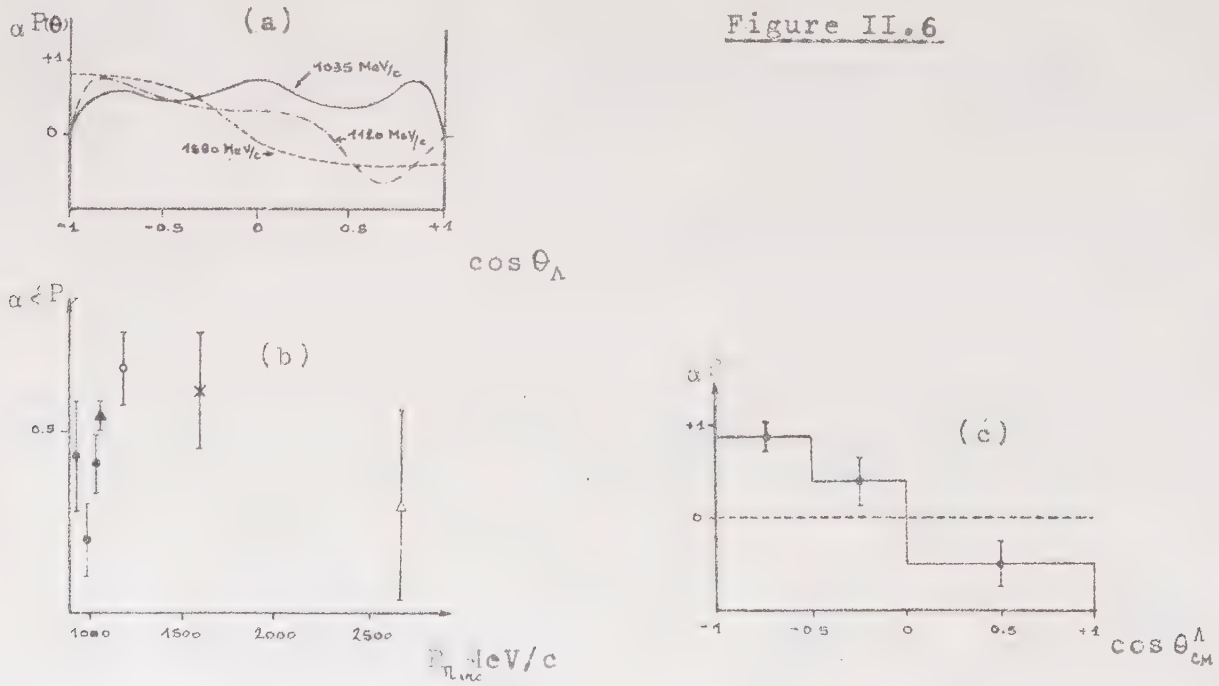


Figure II.6

détermination de $\alpha<P>$, on ne peut pas en tirer une conclusion définitive. Il semble aussi qu'à plus haute impulsion $\alpha<P>$ décroit (la seule mesure est à 2700 MeV/c, et est très peu précise).

KANAZAWA et HOFF donnent, chacun de leur côté, des courbes théoriques. Dans le premier cas jusqu'à 1430 MeV/c, comme le montre la figure II 1a, l'accord avec l'expérience est correct.

Par contre, le modèle de HOFF donne de bons résultats à basse impulsion; mais, dés 1200 MeV/c, il ne rend plus compte des résultats expérimentaux (Fig. II 1b).

Les calculs n'ont pas été faits à plus haute impulsion et aucune courbe théorique de la variation $\alpha<P>$ n'est présentée.

Tout de même, ces modèles qui postulent l'existence d'une résonance ΛK rendent compte d'une polarisation, ce que le modèle simple avec un échange de K^* ne peut prévoir. Ils rendent donc mieux compte des résultats expérimentaux.

c) Section efficace bsolue.

Elle est reliée aux nombres d'évènements observés par l'expression :

$$\sigma_{abs} = \frac{1}{\rho N} \frac{N}{L}$$

N : Nombre d'Avogadro; ρ : densité de l'hydrogène liquide;
N : nombre total d'évènements après correction pour les pertes;
L : longueur totale de traces corrigées ($3{,}73\ 10^7$ cm dans cette expérience).

Dans le tableau II 8, j'ai rassemblé toutes les données de sections efficaces absolues pour chacune des réactions possibles à 1,59 GeV/c et en particulier pour $\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ$. Sur la figure II 7a, j'ai reporté les sections efficaces absolues de production pour différentes valeurs de l'impulsion du π^- incident.

La section efficace atteint trés vite des valeurs assez élevées, ce qui semble indiquer que, prés du seuil, on a une forte contribution d'onde S. Des calculs effectués aux impulsions voisines de 900 MeV/c permettent de montrer que la proportion d'onde S par rapport aux ondes d'ordre plus élevé

est importante (Réf. 8). Mais dés que l'impulsion devient plus élevée, les distributions angulaires ne peuvent plus s'expliquer sans contribution d'ondes allant au moins jusqu'à l'ordre 3 (onde f).

Les calculs de HOFF (Réf. 7) ont permis de connaître la variation théorique de la section efficace dans les deux cas prévus par son modèle (voir partie I) : résonance ΛK dans un état $p_{1/2}$ ou résonance ΛK dans un état $p_{3/2}$.

Les données expérimentales ne sont pas trés concordantes dans la région de 1000 MeV/c. Il est certain que la section efficace présente un pic, mais il est difficile d'en estimer l'importance. Le modèle de HOFF semble satisfaisant parce qu'il présente un pic à peu près à la même valeur que le pic expérimental. Par ailleurs, la variation théorique jusqu'à 1435 MeV/c (en supposant un état $p_{1/2}$) est tout à fait compatible avec la variation expérimentale. Evidemment, il faudrait continuer les calculs pour savoir si ce modèle prévoit ou non la décroissance expérimentale dans la région des impulsions plus élevées.

Mais il ne faut pas oublier que, dés 1200 MeV/c, ce modèle ne rend plus compte de la variation de α P et qu'il ne permet pas non plus l'ajustement de la distribution angulaire aux mêmes valeurs d'impulsion. A la lumière de toutes ces données, je pense qu'on peut considérer que ce modèle est surtout applicable entre le seuil de création et 1100 MeV/c.

Ensuite, aux impulsions plus élevées, d'autres mécanismes doivent entrer en jeu. Le pic observé dans la section efficace se trouve à la même position que le seuil de création ΣK. Il existe des théories qui tentent de s'appuyer sur cette analogie. Je ne les ai pas exposées parce que, actuellement, elles n'ont pas encore donné de résultats probants. Mais je pense que les deux résultats sont liés parce que, comme nous le verrons, il n'apparait aucune structure en Σ^0 et en Σ^- ; or, à plus haute impulsion, il n'y a aucun autre seuil de réaction simple de ce type.

d) Conclusion

La création $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0$ présente certains caractères dont les plus remarquables sont :

- émission préférentielle des Λ^0 vers l'arrière, quelle que soit l'impulsion incidente.

- Polarisation des Λ° assez importante.

- Présence d'un pic dans la section efficace pour une impulsion du π_{inc} de 1000 MeV/c .

2) Création $\Sigma^\circ K^\circ$

a) Distribution angulaire

Il n'y a que 65 évènements du type $\pi^- p \rightarrow \Sigma^\circ K^\circ$. Nous n'avons retenu que les évènements reconnus sans ambiguité; ils sont du type $2V^\circ$+arrêt et K°+arrêt, comme nous l'avons déjà indiqué. La distribution angulaire des Σ° est représentée sur la figure II 2c . Ils semblent surtout émis vers l'arrière. Il y a peu d'évènements et on ne peut conclure avec certitude.

Il y a peu de résultats publiés actuellement. Ce sont des résultats de chambres à bulles portant toujours sur des statistiques limitées. J'ai reporté sur la figure II 4c les quelques distributions angulaires.

1) - A 1170 MeV/c (Réf.II) Il y a 77 évènements. La distribution devrait pouvoir être ajustée par un polynome en $\cos^2\theta$. C'est à dire que les Σ° sont émis vers l'avant ou vers l'arrière avec une égale intensité $(\frac{F}{B} = 1 \pm 0.2)$.

2) - A 1220 MeV/c (Réf. 17) Deux expériences ont été faites, mais leurs résultats ne sont pas compatibles. Il semble que l'on puisse accorder plus de crédit à l'expérience de CRAWFORD réalisée à l'aide d'une chambre à bulles emplie d'hydrogène. Celle de BROWN a été faite en chambre à propane ; une contamination due aux réactions sur carbone semble pouvoir expliquer la différence entre les résultats.

Il semblerait donc, en ce cas, que les Σ° soient émis vers l'arrière.

3) - A 2700 MeV/c (Réf. 14) La statistique porte sur 46 évènements. Les Σ° sont émis très fortement vers l'arrière.

Quand on compare les différentes expériences, on constate que les Σ° comme les Λ° sont émis vers l'arrière, mais ce comportement est moins accentué que celui des Λ°. Le nombre des évènements est assez faible et ne permet aucune véritable conclusion.

b) Section efficace absolue

La variation de la section efficace absolue en fonction de l'impulsion est donnée sur la figure II 7b. Ces sections efficaces sont faibles. Aucune structure n'y apparait; la section efficace présente un maximum près du seuil, puis décroit. Le rapport des sections efficaces $\sigma(\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ)$ à la même impulsion est de 2,(lorsque l'impulsion est comprise entre 1050 et 2000 MeV/c). Au delà de 2000 MeV/c, sa valeur devient 1. Ceci d'ailleurs confirme l'étude des distributions angulaires : en effet, à 2700 MeV/c, celles des Λ° et des Σ° ont des formes très voisines (forte émission vers l'arrière).

$$\frac{\sigma(\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ)}{\sigma(\pi^- p \to \Sigma^\circ K^\circ)}$$

Il faut remarquer que plus l'impulsion est élevée plus les Σ° et les Λ° ont des comportements équivalents.

Aucune étude de la polarisation n'a pu être faite, car nous avons trop peu d'évènements pour conclure d'une façon valable.

2) Création $\Sigma^- K^+$

1) Etude des distributions angulaires à la création

285 évènements observés passent par cette voie de réaction. Il a fallu introduire des critères de sélection stricts que j'ai rappelés par ailleurs. En effet, lorsqu'on fait une étude de la vie moyenne (τ) des Σ^-, on constate une perte systématique des Σ^- courts. Pour obtenir une détermination correcte de τ, il faut introduire une coupure de parcours ($\ell_0 \geq 5$ mm). On obtient comme valeur de la vie moyenne :

$$\tau_{\Sigma^-} = (1{,}62 \pm 0.09) 10^{-10} \text{ sec}$$

Cette valeur est en accord avec la valeur admise en général (Réf. 24)

$$\tau_{\Sigma^-} = (1{,}58 \pm 0{,}05) 10^{-10} \text{ sec}$$

La distribution angulaire des Σ^- est portée sur la figure II 2b. Dans chaque intervalle de $\cos \theta^{\Sigma^-}_{cM}$, un facteur de correction est calculé, qui tient compte de tous les critères d'identification. Cette distribution est ajustée par un polynome du second degré en cos θ avec les paramètres suivants :

$$a_0 = (14.04 \pm 1.39) \text{ mb/st}$$
$$a_1 = (-24.49 \pm 2.37) \text{ mb/st}$$
$$a_2 = (18.91 \pm 3.46) \text{ mb/st}$$

Ces coefficients sont très différents de ceux obtenus dans le cas des Λ°.

Les Σ^- sont émis préférentiellement vers l'avant. Contrairement aux Λ° qui sont émis vers l'arrière.

Pour pouvoir faire une comparaison avec les distributions angulaires trouvées aux autres impulsions, nous avons défini un rapport $\frac{B}{F}$ (B et F sont définis comme dans le cas des Λ°). Ce rapport est pris dans le sens $\frac{B}{F}$ dans le cas des Σ^- pour pouvoir faire une comparaison directe avec le rapport $\frac{F}{B}$ des Λ°. La variation $\frac{B}{F}$ en fonction de l'impulsion (Figure II 3b) montre que les Σ^- sont émis vers l'avant avec une intensité qui croît quand l'impulsion augmente. Cependant, la contribution avant passe par un maximum autour de 1500 MeV/c. Puis il apparait une remontée vers l'arrière qui persiste jusqu'à 2000 MeV/c. Ensuite, les Σ^- sont uniquement émis vers l'avant. Cette variation du rapport $\left(\frac{B}{F}\right)_{\Sigma^-}$ est assez équivalente à la variation du rapport $\left(\frac{F}{B}\right)_{\Lambda^\circ}$ (les Λ° sont principalement émis vers l'arrière, mais il y a une émission vers l'avant non négligeable, entre 1400 et 2200 MeV/c et au seuil de création).

Les résultats entre 1170 Mev/c et 2250 MeV/c sont reportés sur la figure II 4b. Les Σ^- sont émis vers l'avant avec une intensité minimum vers 1500 MeV/c. Ce comportement est confirmé à plus haute impulsion (2700 MeV/c et 3000 MeV/c) Mais, en raison de statistiques trop petites, aucune distribution n'est publiée.

2) Etude de la polarisation

Le diagramme de cos θ_{HB} en fonction de cos θ^{Σ}_{CM} (avec les mêmes définitions que dans le cas des Λ°) nous permet de constater qu'aucune asymétrie n'est observée dans la réaction $\pi^- p \to \Sigma^- K^+$, ceci est très différent du cas $\Lambda^\circ K^\circ$ où une asymétrie importante existe (figure II 5b).

La valeur du produit αP est compatible avec zéro. Expérimentalement, on trouve pour α_- (Référence 24)

$$\alpha_- = 0.16 \pm 0.21$$

Cette valeur est voisine de zéro, et dans ces conditions, il est difficile d'espérer avoir des idées sur la polarisation de Σ^-.

On pourrait supposer que les Σ^- ont un comportement équivalent à celui des Σ^+ et en déduire que la polarisation des Σ^- est élevée, comme celle des Σ^+. Mais en fait, comme nous le verrons par ailleurs, le comportement des Σ^- est assez différent de celui des Σ^+ (en particulier leur distribution angulaire est inverse de celle des Σ^+), on n'a donc aucune certitude sur la valeur de la polarisation.

Une des rares études d'asymétrie publiées a été faite à 1170 MeV/c : αP est également compatible avec zéro et aucune autre précision n'a pu être fournie, comme on pouvait le prévoir.

3) Section efficace absolue

La variation de la section efficace absolue en fonction de l'impulsion reportée sur la figure III7 c, montre qu'à la même impulsion $\sigma(\pi^- p \to \Sigma^- K^+)$ est plus petite que la section efficace de création des Λ° :

$\frac{\sigma(\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ)}{\sigma(\pi^- p \to \Sigma^- K^+)} = 2$ (jusqu'à $p_{\pi^-} \sim 2000$ MeV/c) ensuite, ce rapport est de 1.

Notre valeur semble tout à fait compatible avec les valeurs des autres expériences.

La section efficace absolue présente un maximum près du seuil de création, puis décroit régulièrement. Aucune structure n'apparait comme pour les Σ° et contrairement aux Λ°. En effet, il n'existe aucun autre seuil de réaction du type $\pi^- p \to YK$ à plus haute impulsion. Cette remarque confirmerait l'hypothèse que le pic observé dans la section efficace des Λ° est dû à l'ouverture de la voie ΣK, au moins en partie.

4) Conclusion

L'analyse des créations $\pi^- p \to YK$ permet de comparer les comportements des Λ°, des Σ° et des Σ^-.

Les Λ° et les Σ° ont des distributions angulaires analogues (émission vers l'arrière). Dans le cadre des théories actuelles : modèle périphérique avec échange d'un K^*, ceci est très satisfaisant. Par contre, les variations des sections efficaces totales présentent quelques différences; la plus importante (un pic que l'on observe en Λ° vers 1000 MeV/c) peut s'expliquer par l'ouverture de la voie ΣK. Par ailleurs, le rapport $\frac{\sigma(\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ)}{\sigma(\pi^- p \to \Sigma^- K^+)}$ est à peu près égal à 1 pour les impulsions supérieures à 2000 MeV/c. Des expériences à plus hautes impulsions permettront de savoir si la valeur de ce rapport reste toujours égale à l'unité.

Mais les Σ^- ont une distribution angulaire très différente : ils sont émis vers l'avant. Dans ces conditions, un modèle avec échange d'un baryon peut en rendre compte; on a par ailleurs montré (voir partie I) que l'hypothèse d'un modèle avec échange d'un K^* est exclue.

Les coefficients d'asymétrie de ces particules diffèrent notablement $\alpha_{\Lambda^\circ} = -0.659 \pm 0.047$

$\alpha_{\Sigma^-} = 0.16 \pm 0.21$

α_{Σ° n'a pas pu être déterminé avec certitude.

Nous verrons, dans le chapitre III, les propriétés des Σ^+. Notons dès maintenant que pour les impulsions inférieures à 1300 MeV/c, les Σ^+ se comportent comme les Σ^-. Puis, quand l'impulsion croît, les Σ^+ ont le même comportement que les Λ°. Il semble donc que les 2 modèles (modèle avec échange d'un K^* et modèle avec échange d'un baryon) contribuent plus ou moins au mécanisme de la réaction.

Bien que les statistiques soient faibles, on constate que les baryons Λ°, Σ°, Σ^-, Σ^+ ne sont pas équivalents. (distributions angulaires différentes, coefficient d'asymétrie différent)

Si on admet le classement de Gell Mann, ils se trouvent dans le même octet, ce qui devrait leur conférer des propriétés semblables.

Ce modèle n'est, en fait, qu'une approximation et il reste à savoir s'il est possible d'expliquer les différences entre ces baryons dans le cadre des approximations généralement admises.

B/ REACTIONS A 3 CORPS

La plupart des évènements observés sont du type $\pi^- p \to YK\pi$. Le tableau (II 8) donne une liste des réactions observables. L'étude de ces réactions confirme l'existence de la voie $\pi^- p \to Y_1^* K$ à cette impulsion . Il n'y a pas d'interférence avec la production $\pi^- p \to YK^*$ parce que l'énergie n'est pas suffisante pour créer YK^*. Ce fait devrait permettre une bonne étude de Y_1^*, mais la statistique est trop faible malheureusement pour qu'on puisse exploiter la situation.

Nous sommes près du seuil de création $\pi^- p \to K\bar{K}N$ et seulement 10 évènements ont pu être observés.

1) Réaction $\pi^- p \to K\bar{K}N$

Il y a trop peu d'évènements pour que nous puissions faire une étude de cette réaction. Je me bornerai à donner la section efficace absolue à notre impulsion et aux impulsions plus grandes.

Pour calculer la valeur de cette section efficace, on a du introduire des facteurs de correction qui tiennent compte de faits suivants :

a) 33% des K° se désintègrent suivant le mode neutre $K^\circ \to 2\pi^\circ$ invisible dans une chambre à bulles.

b) Le temps de vie des $K^\pm$ est long ($1.2\ 10^{-8}$ s) et leur probabilité de se désintégrer dans la chambre est faible (Voir chapitre 1).

Nos résultats expérimentaux en $K^\circ\bar{K}^\circ$ N et $K^\circ\bar{K}$ p semblent compatibles avec les résultats donnés aux autres impulsions (Fig. II 8a, b, c).

Il y a moins de résultats en K^+K^- N, mais notre valeur semble aussi être correcte.

2) Réaction $\pi^- p \to YK\pi$

Dans le tableau II 7 se trouve le détail des réactions réactions YK π. Pour pouvoir calculer les facteurs de correction dans le cas de chaque réaction, il faut tenir compte des conditions imposées pour que l'identification de l'évènement soit sans ambiguité.

Evènements situés dans la région (1370< M <1400 MeV)

Réaction		N observés	N corrigés	Rapports d'embranchement $\frac{\Lambda\pi}{\Sigma\pi}$ exp	th	$\sigma\mu b \pm \Delta\sigma$
Y^{*-}	$\Lambda^{\circ}K^{+}\pi^{-}$	26	42	exp	th	32 ± 11
	$\Sigma^{-}K^{+}\pi^{\circ}$	3	4	7 ± 2	9	3 ± 2
	$\Sigma^{\circ}K^{+}\pi^{-}$	1	2			$1,5\pm 1,5$
$Y^{*\circ}$	$\Lambda\ ^{\circ}K^{\circ}\pi^{\circ}$	15	70			54 ± 11
	$\Sigma\ ^{+}K^{\circ}\pi^{-}$	2	3	14 ± 4		$2,3\pm 2$
	$\Sigma\ ^{-}K^{\circ}\pi^{+}$	1	2			$1,5\pm 1,5$
	$\Sigma\ ^{\circ}K^{\circ}\pi^{\circ}$	3	14			13 ± 6
	Total	51	135			108 ± 35

TABLEAU II 8

TABLEAU DES SECTIONS EFFICACES PARTIELLES

Classification	N observés	N corrigés	$\sigma\mu b \pm \Delta\sigma$
$\Sigma^- K^+$	285	343	262 ± 16
$\Lambda^\circ K^\circ$	108	279	214 ± 21
$\Sigma^\circ K^\circ$	65	230	178 ± 22
$\Lambda^\circ K^\circ \pi^\circ$	49	235	180 ± 26
$\Sigma^\circ K^\circ \pi^\circ$	9	45	34 ± 11
$\Sigma^- K^+ \pi^\circ$	15	19	15 ± 4
$\Lambda^\circ K^+ \pi^-$	61	98	75 ± 10
$\Sigma^\circ K^+ \pi^-$	13	20	15 ± 4
$\Sigma^+ K^\circ \pi^-$	10	13	10 ± 3
$\Sigma^- K^\circ \pi^+$	22	28	21 ± 5
$\bar{K}^\circ K^\circ N$	6	54	41 ± 16
$K^- K^+ N$	3	14	11 ± 6
$K^- K^\circ p$	1	3	2 ± 2
Total	647	1381	$(1,05 \pm 0,03)$mb

Réactions $YK\pi$	Conditions d'identification
$\Lambda^\circ K^\circ \pi^\circ$	K° et Λ° visibles
$\Sigma^\circ K^\circ \pi^\circ$	K° et Λ° visibles
$\Sigma^- K^+ \pi^\circ$	désintégration du Σ^-
$\Sigma^\circ K^+ \pi^-$	Λ° visible
$\Sigma^- K^\circ \pi^+$	désintégration du Σ^-
$\Sigma^+ K^\circ \pi^-$	désintégration du Σ^+
$\Lambda^\circ K^+ \pi^-$	Λ° visible

Tableau II 7

Les statistiques sont faibles (voir tableau II 8), nous ne pourrons étudier que la résonance Y_1^* avec beaucoup de détails.

a/ Etude de la résonance Y_1^*

Tous les évènements du type $\Lambda^\circ K^{\circ} \pi^{+}$ sont portés sur un diagramme II 10 qui donne la distribution des masses au carré des $(K\pi)$ en fonction des masses au carré des $(\Lambda\pi)$. Cette distribution est équivalente au diagramme de Dalitz tracé en fonction des énergies cinétiques (Réf.22b). La distribution observée est loin d'être identique à une représentation uniforme en espace de phase. Il apparait nettement un pic autour de la masse de 1385 MeV (voir Fig. II 10).

Si nous ajoutons à l'histogramme de la masse du système $\Lambda\pi$ tous les évènements $\Sigma k\pi$ nous obtenons l'histogramme donné figure II 9a.

Pour étudier la résonance Y_1^* nous avons sélectionné les évènements dans un intervalle de masse étroit ($1370<m<1400$ MeV). Le fond continu pouvant être estimé au plus à 10% de la bande, nous pouvons considérer qu'il s'agit d'un échantillonnage assez pur. (C'est certainement un des meilleurs existant

actuellement puisqu'il est près du seuil de création Y_1^* (1400 MeV/c) et qu'il n'y a pas de contamination par le K^*). L'étude de la distribution angulaire à la production indique que cette distribution est pratiquement isotrope (Fig. II 9b); ce fait suggère une contribution importante d'onde S à la production. Mais dans ce cas, Y_1^* ne serait pas produit polarisé Or, si on étudie la polarisation, on constate que $\alpha P = 0.52 \pm 0.26$. Il est donc certain qu'il y a contribution d'autres ondes à la production : il y a trop peu d'évènements pour que l'on puisse faire une analyse en déphasage pour les déterminer.

Le nombre d'évènements est trop faible pour pouvoir faire une analyse d'Adair à la désintégration du Y_1^*; je ne donnerai donc aucune estimation sur la valeur du spin (ce spin est d'ailleurs connu et égal à $\frac{3^+}{2}$(réf 23).

Dans le tableau II 8, j'ai reporté tous les évènements Y_1^* dans les deux modes chargé et neutre. J'ai fait une estimation de la section efficace pour chaque mode de désintégration. (La décomposition en $\Sigma^\circ \pi^\circ$ est interdite dans le cas Y_1^* de spin isotopique 1, comme on en observe 3; on peut conclure qu'ils proviennent du fond non résonnant).

J'ai également fait une comparaison à différentes impulsions des processus suivants (Fig. II 8d,e):

1) $\pi^- p \to Y_1^{*-} K^+$ et 2) $\pi^- p \to Y_1^{*\circ} K^\circ$

Dans le cas 1) la variation est régulière, les valeurs des sections efficaces décroissent. Par contre, dans le cas 2) où l'on s'attend à la même décroissance, on a une forme quelque peu différente, mais on ne peut rien conclure parce qu'il n'y a que trois points expérimentaux.

b/ Etude générale des systèmes Y K π

Les valeurs des sections efficaces pour les différents systèmes $\pi^- p \to YK\pi$, sont reportées sur la figure II_11. Nous les avons données à différentes impulsions du π^- incident.

I) Système Yπ neutre

1) - $\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ \pi^\circ$

La section efficace croit régulièrement jusqu'à la valeur maximum d'impulsion (3000 MeV/c) où des résultats ont été publiés.

Notre valeur est très sensiblement différente des autres résultats. Elle est nettement plus élevée que celle attendue et ceci en dehors des erreurs expérimentales. Il est difficile de donner une explication : on peut supposer que les corrections apportées au nombre d'évènements sont surestimées; on peut aussi admettre une contamination dûe à la réaction $\Sigma^\circ K^\circ \pi^\circ$, mais ceci ne peut introduire une erreur supérieure à 34 µb (valeur de la section efficace $\Sigma^\circ K^\circ \pi^\circ$). Et notre valeur reste toujours incompatible avec les autres.

Il est difficile de conclure; cependant, il peut s'agir d'un effet dû à une résonance mais alors, cet effet n'est visible que dans $\Lambda^\circ K^\circ \pi^\circ$, ce qui est assez peu convaincant.

2° $\pi^- p \rightarrow \begin{cases} \Sigma^+ K^\circ \pi^- \\ \Sigma^- K^\circ \pi^+ \end{cases}$

Les 2 sections efficaces croissent régulièrement et nos valeurs sont tout à fait en accord avec les autres.

II) Système Yπ chargé

1) $\pi^- p \rightarrow \Lambda^\circ K^+ \pi^-$

La variation de la section efficace est très régulière. Elle croit vite, puis elle présente un palier autour de 100 µb, jusqu'à 3000 MeV/c. Il semble qu'une des valeurs de la collaboration Smith (Réf.12) soit surestimée.

2) $\pi^- p \rightarrow \begin{cases} \Sigma^- K^+ \pi^\circ \\ \Sigma^\circ K^+ \pi^- \end{cases}$

Toutes les valeurs sont compatibles; la croissance des valeurs est régulière en fonction de l'impulsion.

On a donc une idée assez précise des variations de la section efficace dans les cas I et II. Il n'y a pas d'irrégularité très flagrante sauf dans le cas a) $\Lambda^\circ K^\circ \pi^\circ$, mais on ne peut rien en conclure.

J'ai également évalué si le nombre d'évènements que l'on observe dans chaque voie ($\Sigma^\circ K^\circ \pi^\circ$, $\Sigma^\pm K^\circ \pi^\pm$, $\Sigma^\circ K^+ \pi^-$) correspond aux nombres d'évènements prévisibles théoriquement.

$$\frac{(\Sigma^\circ\ K^\circ\ \pi^\circ)}{(\Sigma^-\ K^+\ \pi^\circ)} = 2 \text{ (théorie)} = \frac{45}{19} = (2.4 \pm 0.5) \text{ (expérimental)}$$

$$\frac{(\Sigma^\circ\ K^+\ \pi^-)}{(\Sigma^+\ K^\circ\ \pi^-)} = 2 \text{ (théorie)} = \frac{20}{13} = (1.5 \pm 0.7) \text{ (expérimental)}$$

L'accord entre la théorie et l'expérience me semble correct.

3) Conclusion.

L'étude des interactions $\pi^- p \rightarrow \begin{cases} Y\ K\ \pi \\ K\ \bar{K}\ N \end{cases}$ et de la production associée $Y^* K$ nous permet

- d'avoir une idée aussi précise que le permet la statistique sur la production de la résonance Y_1^* à 1590 MeV/c.

- d'évaluer la production $K\bar{K}$ qui est déjà non négligeable à cette impulsion près du seuil de création.

Conclusion.

L'étude générale des interactions $\pi^- p$ à 1.59 GeV/c a permis de constater :

1/ Une différence manifeste entre le comportement des baryons Λ°, Σ°, Σ^-, différence difficile à expliquer, qui a été mise en évidence par l'étude de la production associée $\Lambda^\circ K^\circ$ ou $\Sigma^\circ K^\circ$ ou $\Sigma^- K^+$. J'ai pu étudier la distribution angulaire, la section efficace absolue, la polarisation des Λ°, des Σ° et des Σ^-, lors des réactions de production associée.

2/ Une création assez abondante Y_1^* (1385), dont une étude aussi approfondie que possible a pu être faite (il s'agit effectivement d'un échantillonnage pur mais malheureusement faible). J'ai pu étudier la distribution angulaire à la création et les rapports d'embranchement entre la désintégration en $\Sigma\pi$ et en $\Lambda\pi$

Les caractéristiques observées dans la création des hyperons par interaction πp apportent des éléments pour le choix d'un modèle d'interaction (modèles que j'ai rappelés et dont j'ai exposé les principaux résultats).

Le nombre d'évènements obtenus à 1.59 GeV/c est encore trop faible pour que l'on puisse résoudre vraiment ce problème.

La valeur de la section efficace totale de production des particules etranges :

$$\sigma = (1.05 \pm 0.03) \text{ mb}$$

est en accord avec les valeurs données à plus hautes et plus faibles impulsions (voir Fig. II12a).

LEGENDES DES FIGURES DU CHAPITRE II

II 1 a) Modèle de Kanazawa : courbes théoriques de sections efficaces différentielles, courbe théorique de section efficace totale ($\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ$)

b) Modèle de Hoff : (sections efficaces différentielles et section efficace totale)

c) Variation des sections efficaces totales ($\pi^- p \to \pi^- p$; $\pi^+ p \to \pi^+ p$, $\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ$, $\pi^- p \to \Sigma^\circ K^\circ$) en fonction de l'impulsion du $\pi^\pm$ incident.

II 2 Distributions angulaires à la création des réactions

a) $\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ$, b) $\pi^- p \to \Sigma^- K^+$, c) $\pi^- p \to \Sigma^\circ K^\circ$
{les courbes en trait plein dans les cas a et b représentent l'ajustement des points expérimentaux par un polynome du second degré}.

II 3 -a) : Variation du rapport $\left(\frac{F}{B}\right)_\Lambda$ en fonction de l'impulsion du π^- incident pour $\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ$

-b) : Variation du rapport $\left(\frac{B}{F}\right)_\Sigma$ en fonction de l'impulsion du π^- incident pour $\pi^- p \to \Sigma^- K^+$.

II 4 Variation des distributions angulaires à la création des hypérons Λ° (a), Σ°(c), Σ^-(b) en fonction de l'impulsion du π^- incident.

II 5 a) Diagramme de la variation de l'angle $\cos\theta^\Lambda_{HB}$ en fonction de l'angle de production $\cos\theta^\Lambda_{cm}$

b) Diagramme de $\cos\theta^\Sigma_{HB}$ en fonction de $\cos\theta^\Sigma_{cm}$

II 6 a) Variation de $\alpha P_\Lambda(\theta)$ en fonction de l'angle de production θ_Λ pour différentes impulsions du π^- incident pour $\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ$

b) Variation de $\alpha \langle P_\Lambda \rangle$ en fonction de l'impulsion du π^- incident

c) Variation de $\alpha P_\Lambda(\theta)$ en fonction de $\cos\theta_\Lambda$ pour $p_{\pi^-} = 1.590$ MeV/c

II 7 Sections efficaces totales pour les réactions
a) $\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ$, b) $\pi^- p \to \Sigma^\circ K^\circ$, c) $\pi^- p \to \Sigma^- K^+$

II 8 Sections efficaces totales pour les réactions
a) $\pi^- p \to K^\circ \bar{K}^\circ N$, b) $\pi^- p \to K^\circ K^- p$, c) $\pi^- p \to K^+ K^- N$

Sections efficaces totales dans le cas des créations d'hypérons excités d) $\pi^- p \to Y_1^{*-} K^+$ c) $\pi^- p \to Y_1^{*\circ} K^\circ$

II 9 a) Distribution de la masse $Y\pi$ en MeV dans les réactions $\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\pm \pi^\mp$

b) Distribution angulaire à la production de la réaction $\pi^- p \to Y_1^* K$

II 10 Diagramme de Dalitz $\{m^2_{\Lambda\pi}$ en fonction $m^2_{K\pi}\}$ pour $\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\pm \pi^\mp$

II 11 Section efficace totale dans les 2 cas suivants :

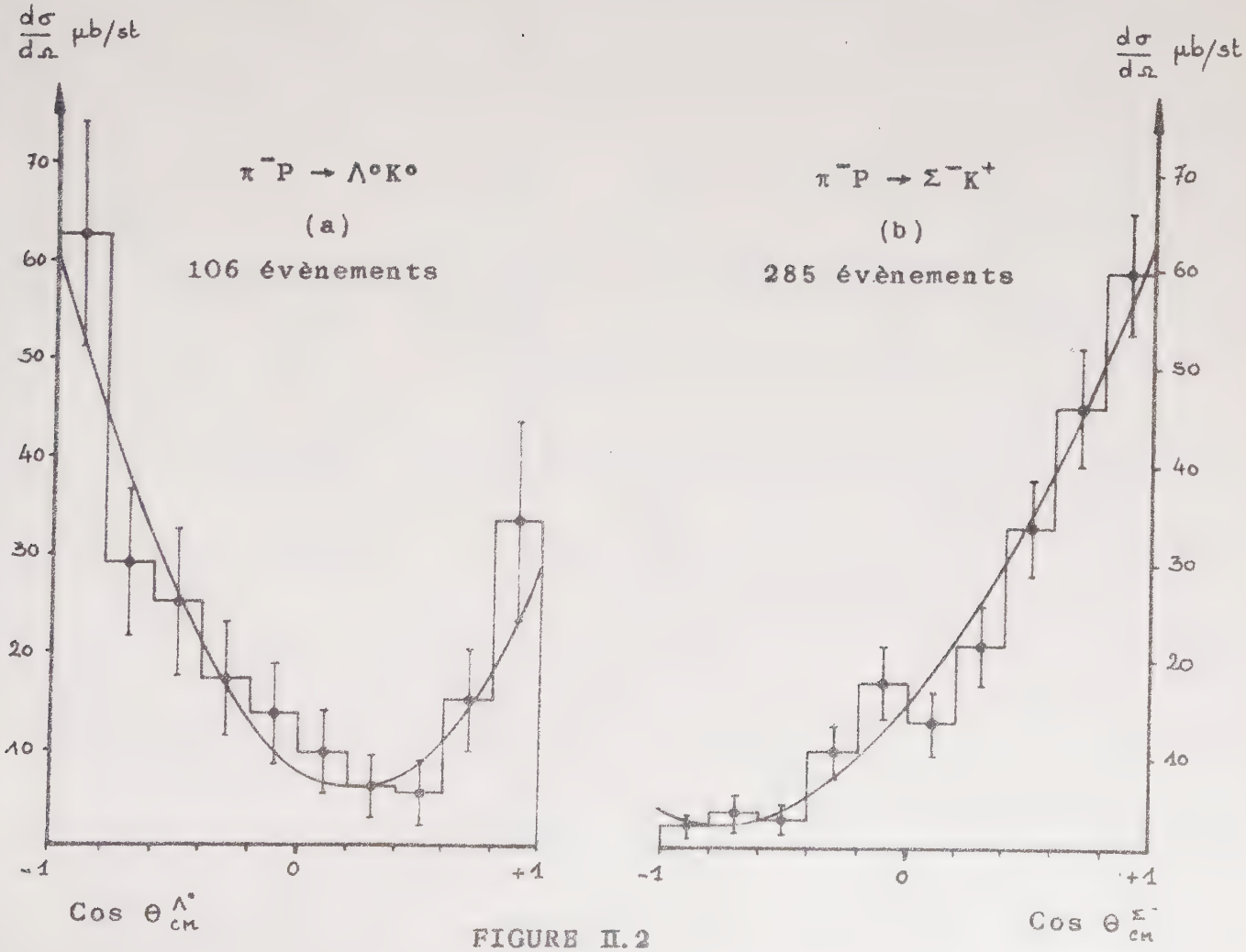
a) système neutre $Y\pi$ ($\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ \pi^\circ$ et $\pi^- p \to \Sigma^\pm K^\circ \pi^\pm$
b) système chargé $Y\pi$ ($\pi^- p \to \Lambda^\circ K^+ \pi^-$ et $\pi^- p \to \Sigma^\circ K^+ \pi^-$

II 12 Sections efficaces totales de création des particules étranges a) dans les intéractions $\pi^- p$
b) dans les intéractions $\pi^+ p$

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

A LA CREATION

DES HYPERONS Λ^o, Σ^o, Σ^-.



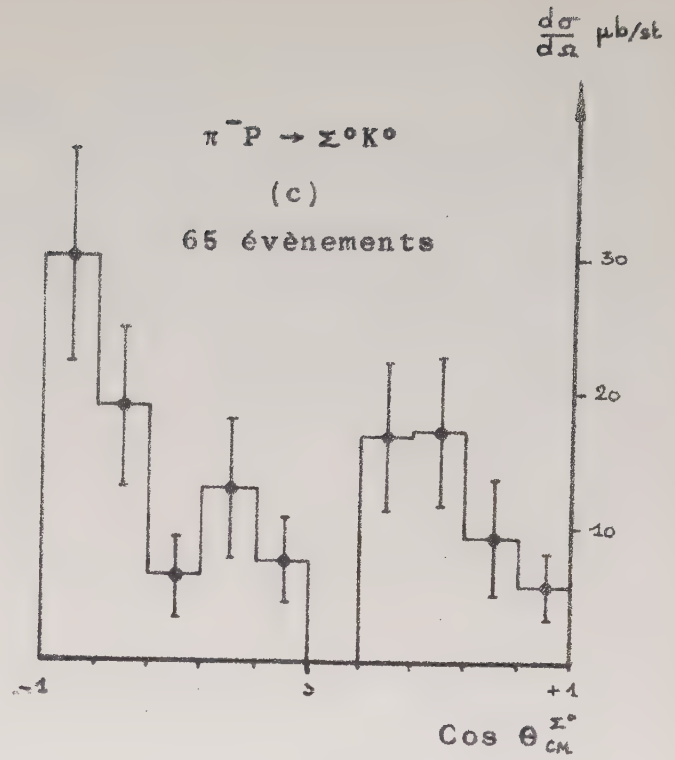


FIGURE II.2

ETUDE DES ASYMETRIES HAUT-BAS

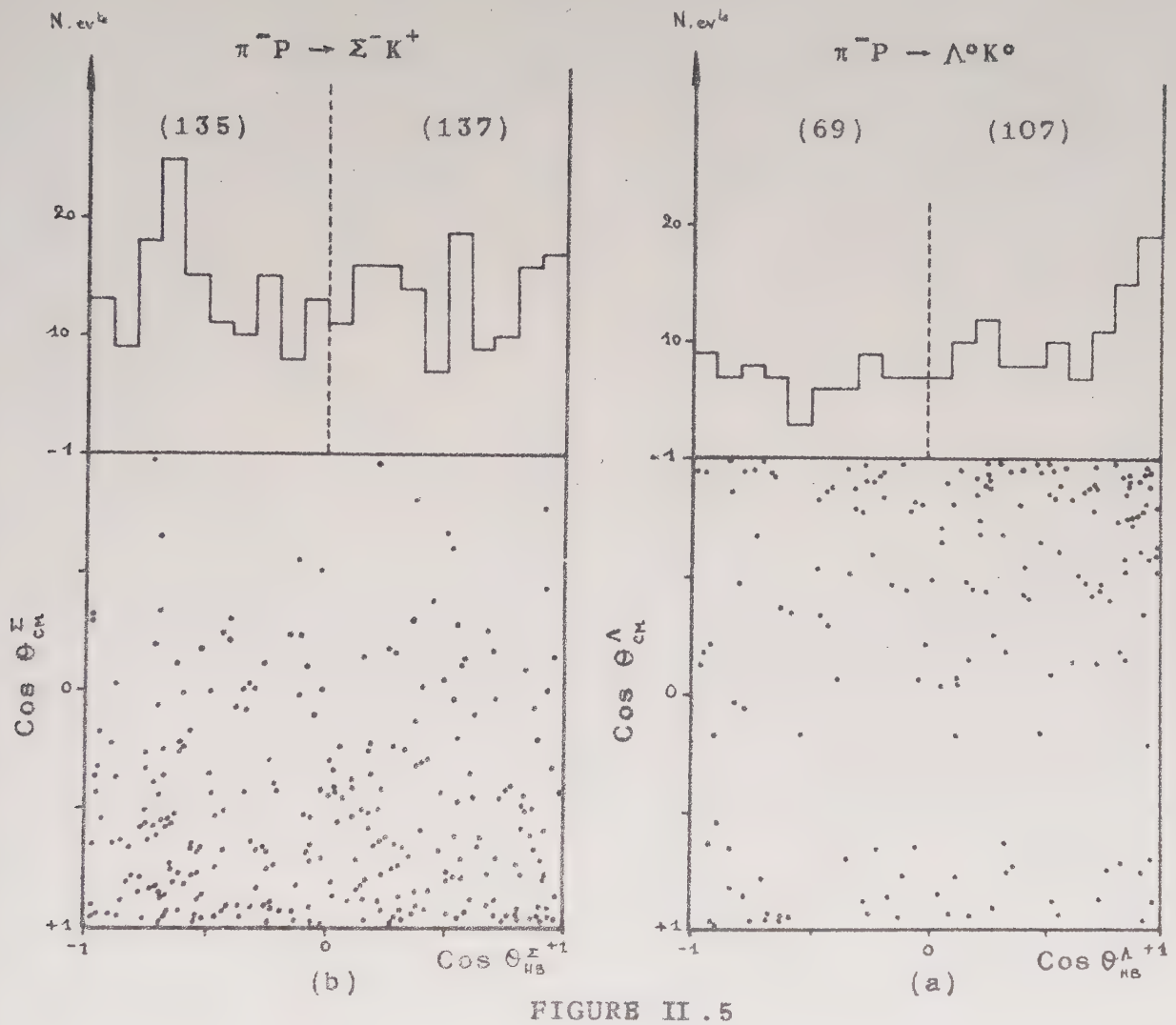


FIGURE II.5

VARIATION DE $(^F/_B)_\Lambda$ ET $(^B/_F)_\Sigma$ EN FONCTION DE $P_{\pi\ inc}$

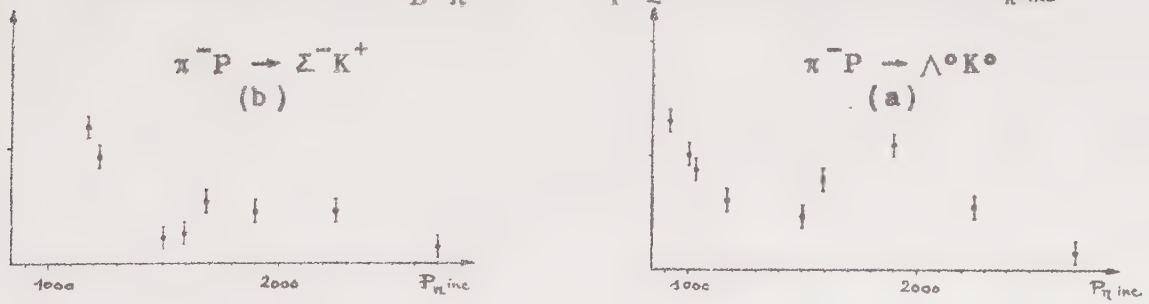


FIGURE II.3

COMPILATION DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

A LA CREATION DES HYPERONS Λ^o, Σ^o, Σ^-

EN FONCTION DE L'IMPULSION DU π^- INCIDENT.

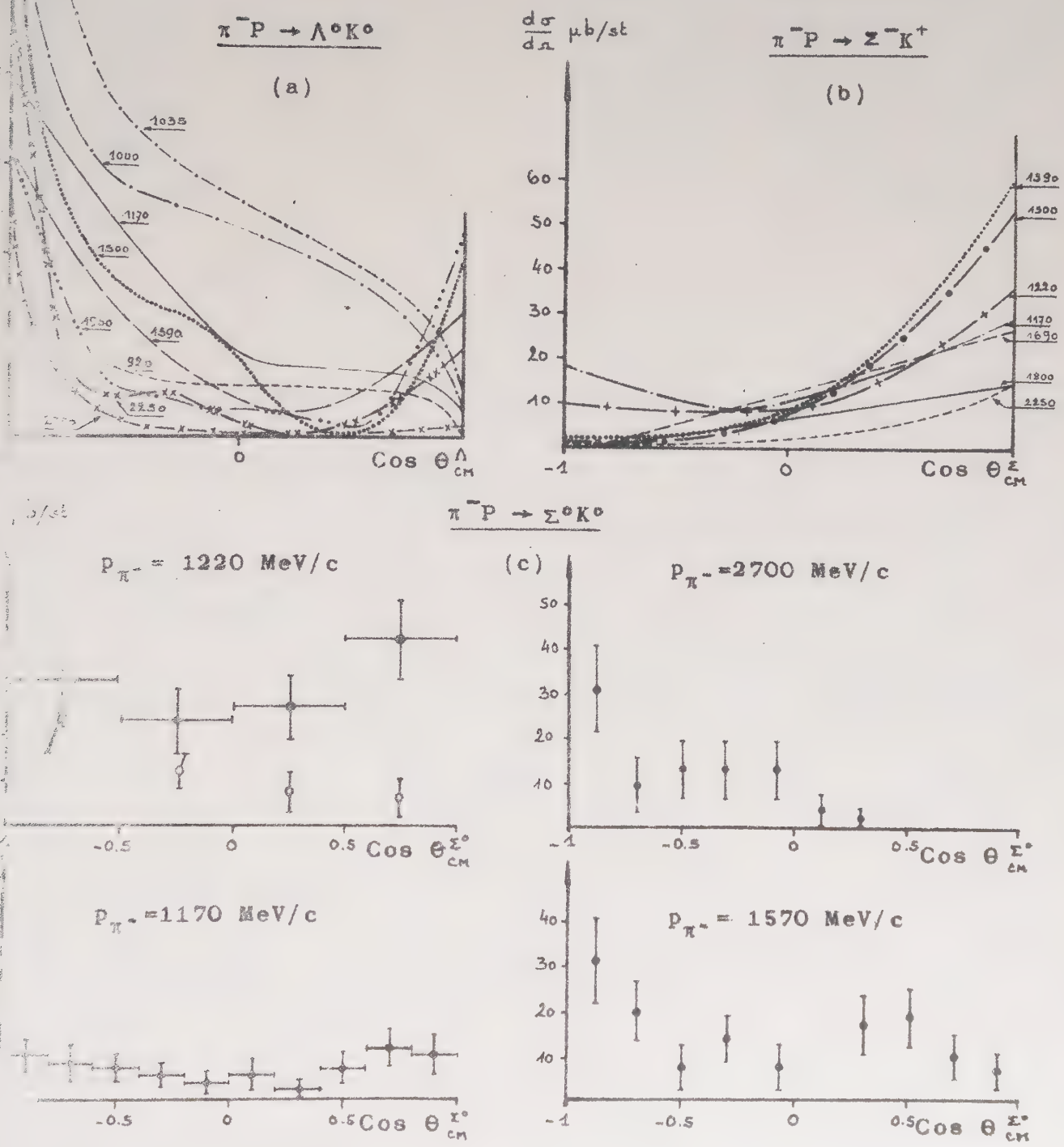


FIGURE II .4

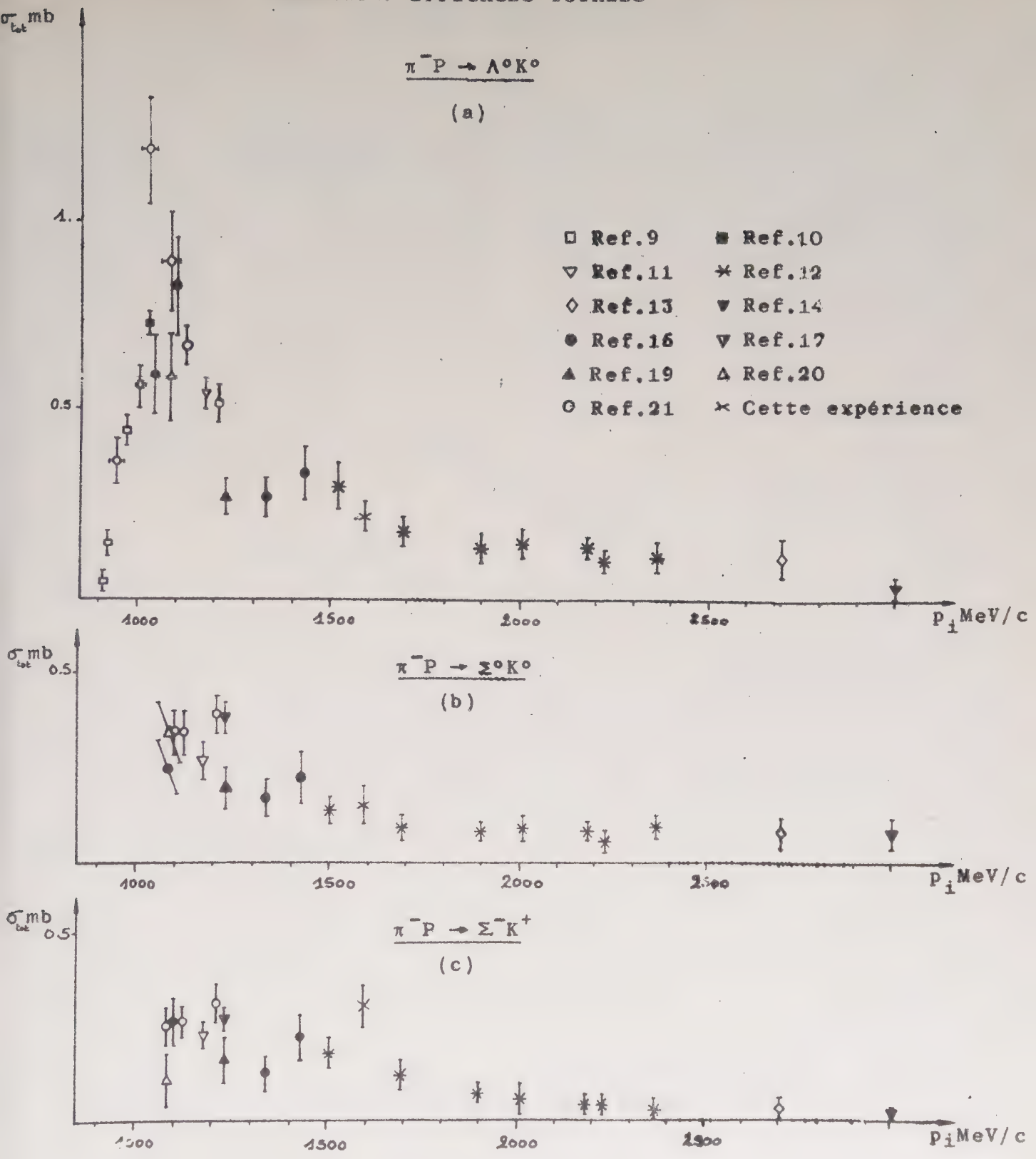

σ tot mb
π⁻P → Λ°K°
(a)
1.
0.5
Ref.9
Ref.10
Ref.11
Ref.12
Ref.13
Ref.14
Ref.16
Ref.17
Ref.19
Ref.20
Ref.21
Cette expérience
1000
1500
2000
2500
p_i MeV/c
σ tot mb
0.5
π⁻P → Σ°K°
(b)
1000
1500
2000
2500
p_i MeV/c
σ tot mb
0.5
π⁻P → Σ⁻K⁺
(c)
1000
1500
2000
2500
p_i MeV/c

FIGURE II.7

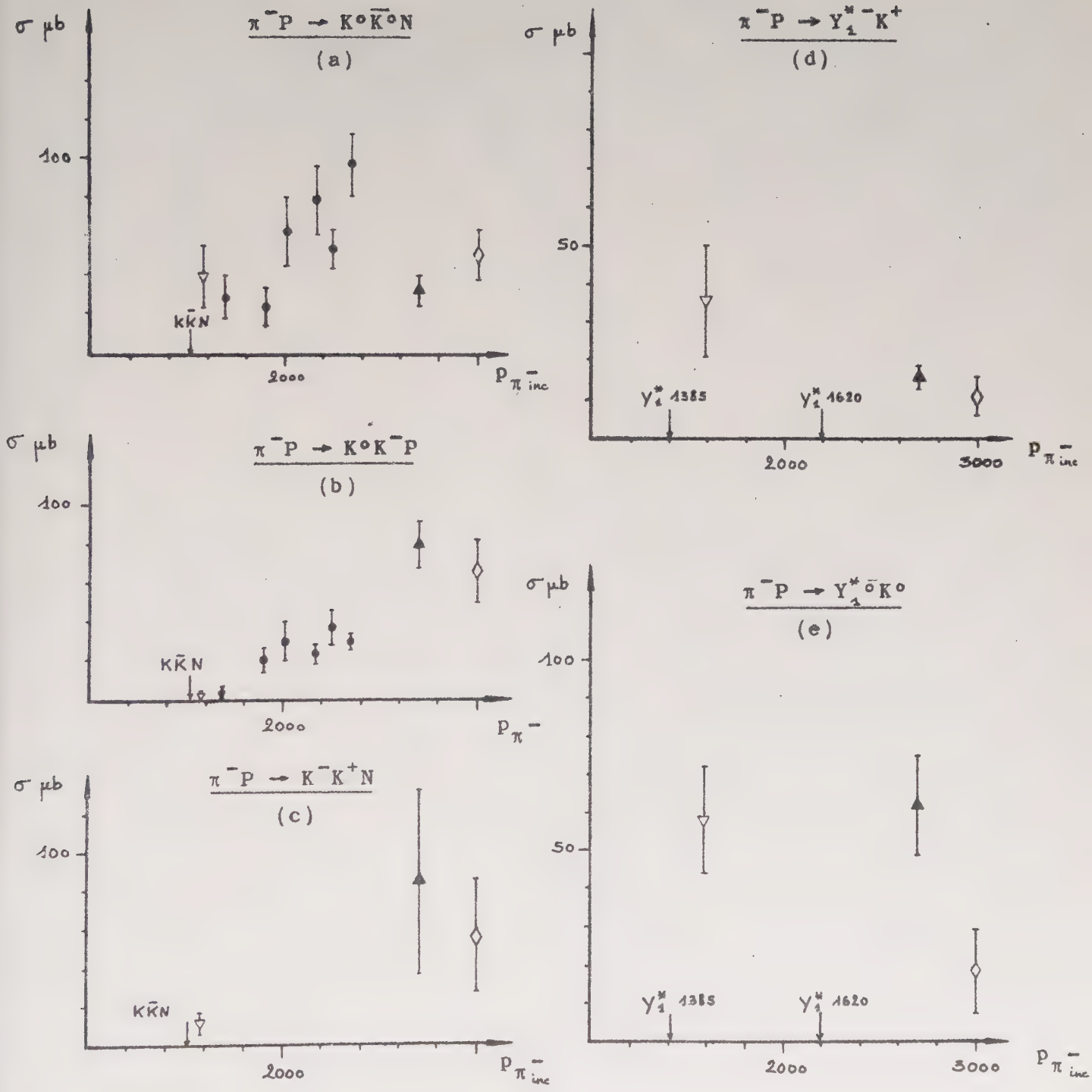

σ μb
π⁻P → K°K̄°N
(a)
100
KK̄N
2000
p π⁻ inc
σ μb
π⁻P → Y*₁⁻K⁺
(d)
50
Y*₁ 1385
Y*₁ 1620
2000
3000
p π⁻ inc
σ μb
π⁻P → K°K⁻P
(b)
100
KK̄N
2000
p π⁻
σ μb
π⁻P → Y*₁°K°
(e)
100
50
Y*₁ 1385
Y*₁ 1620
2000
3000
p π⁻ inc
σ μb
π⁻P → K⁻K⁺N
(c)
100
KK̄N
2000
p π⁻ inc

FIGURE II.8

DIAGRAMME DE DALITZ

$\pi^- P \rightarrow \Lambda^o K^o \pi^o$

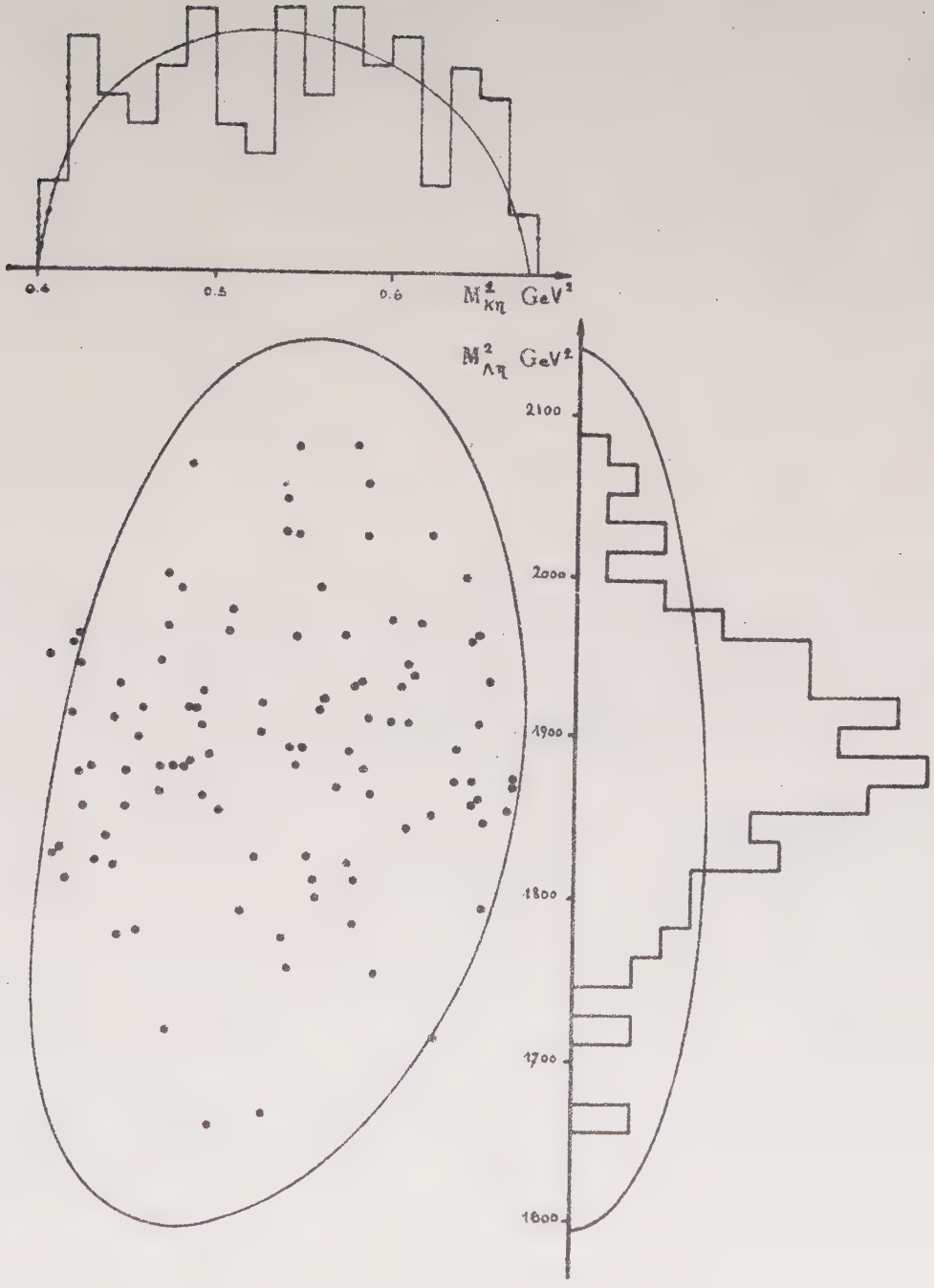
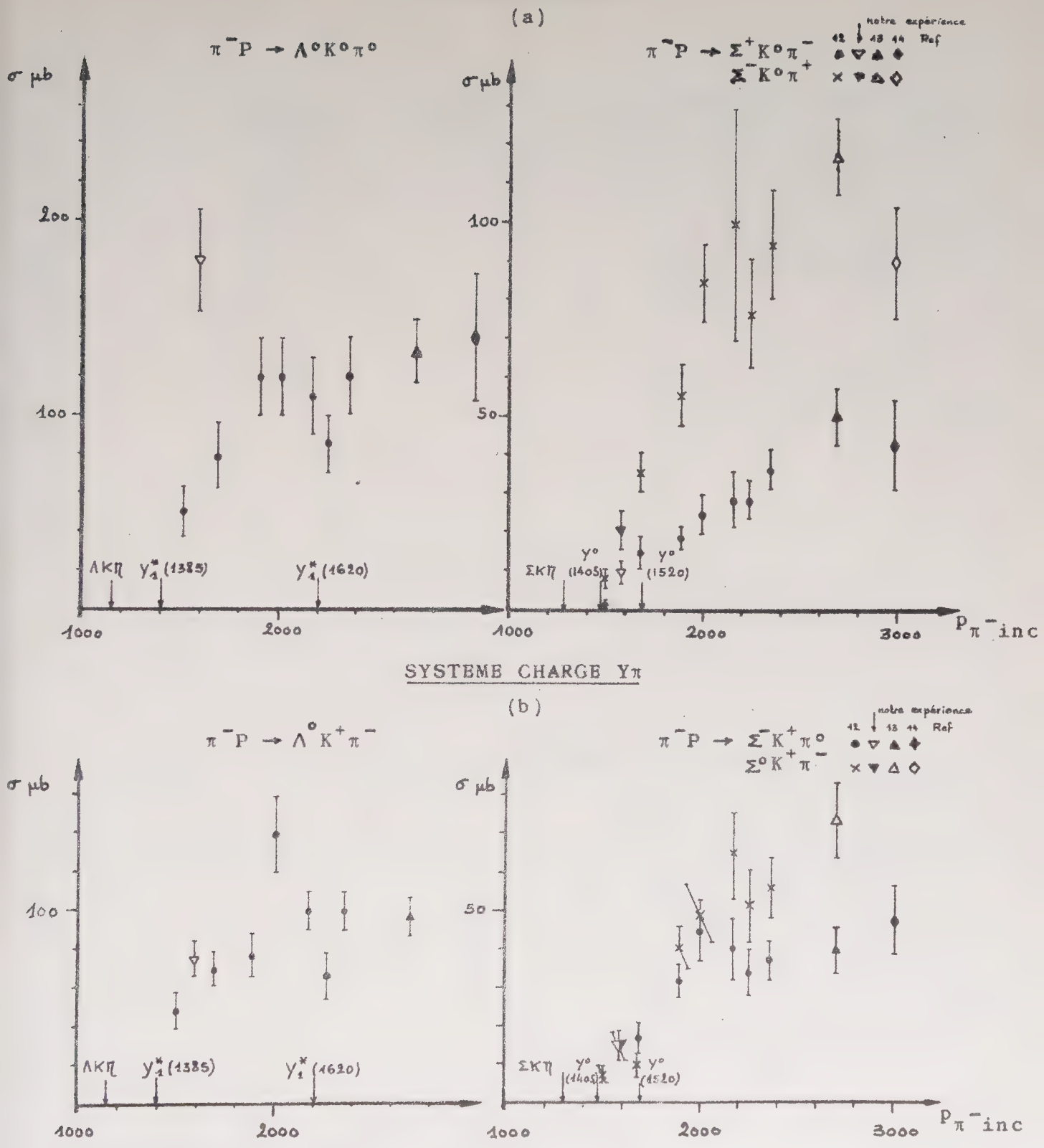
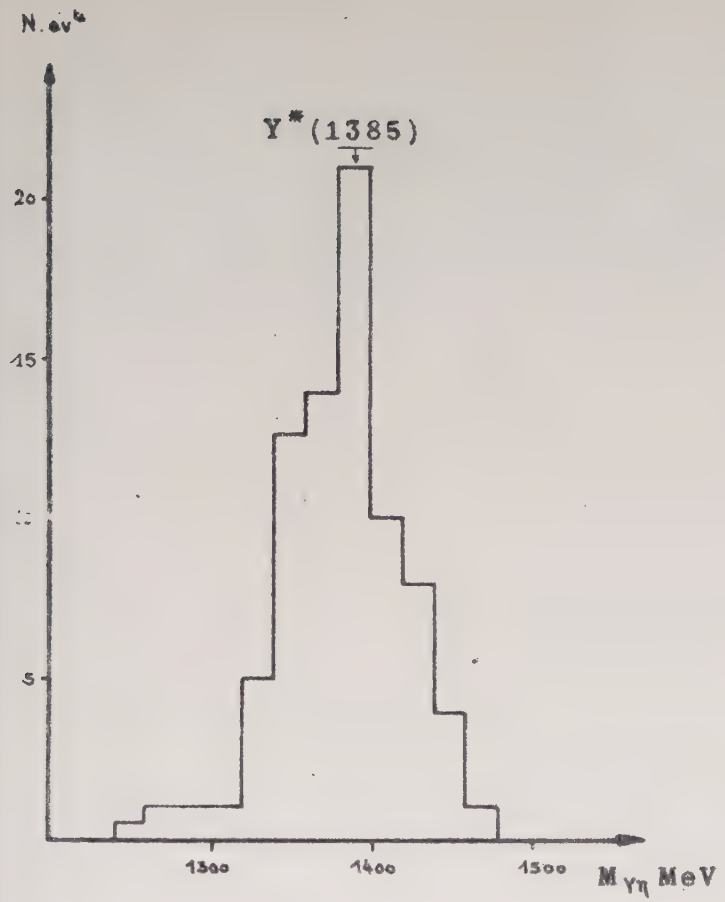


FIGURE II.10



SECTIONS EFFICACES TOTALES

FIGURE II.11



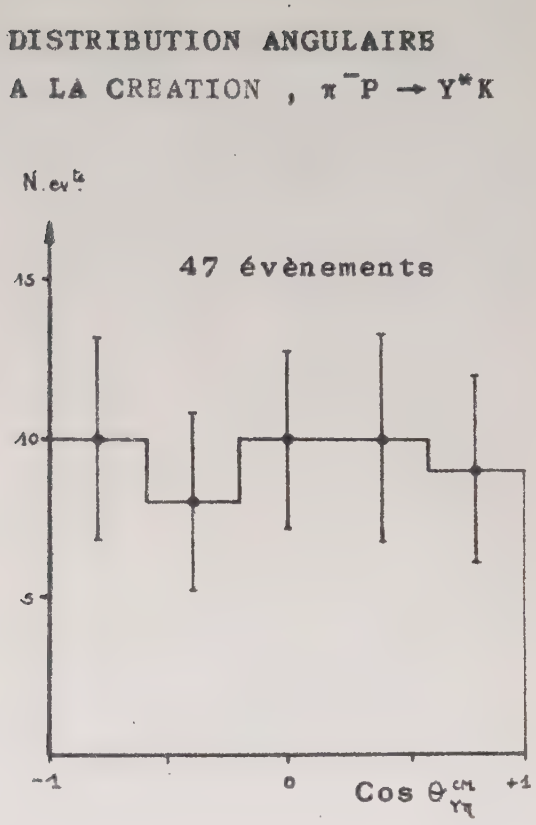
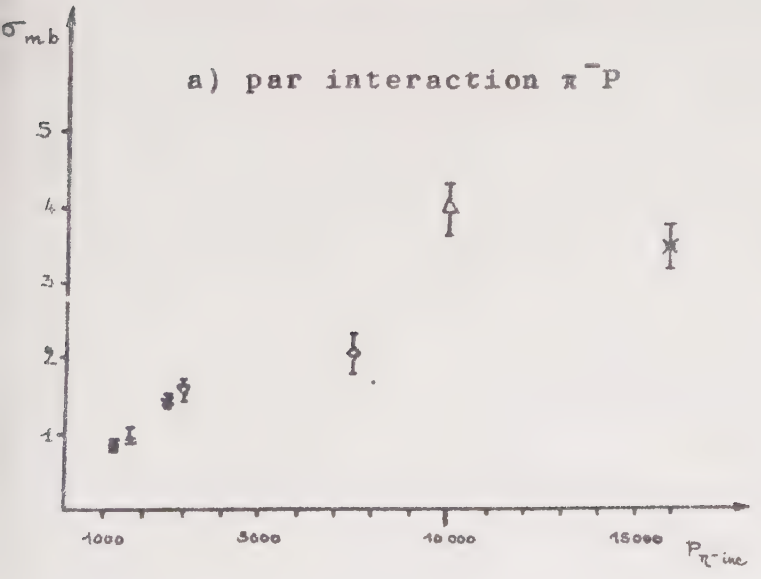


FIGURE II.9

SECTION EFFICACE TOTALE DE PRODUCTION DE PARTICULES ETRANGES



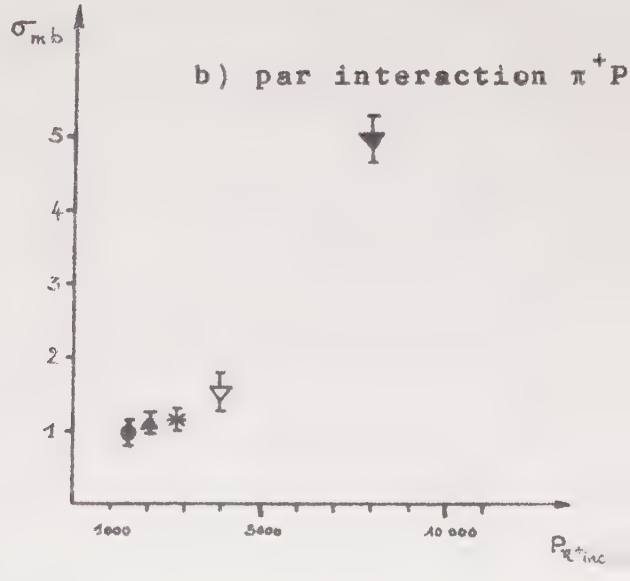


FIGURE II.12

C H A P I T R E III

ETUDE DE LA CREATION ET DE LA DESINTEGRATION DES PARTICULES ETRANGES PRODUITES DANS LES INTERACTIONS $\pi^+ p$ à 2,75 GeV/C

I - RAPPELS THEORIQUES :

C'est toujours dans le cadre de la collaboration SACLAY-BARI-BOLOGNE, que j'ai entrepris l'étude de la création des particules étranges par des π^+ de 2,75 GeV/c dans les interactions $\pi^+ p$.

Le nombre de voies de réactions possibles (tableau 3) est beaucoup plus grand qu'à 1,59 GeV/c; mais on ne pourra pas étudier systématiquement tous les cas, parce que, le plus souvent, la statistique est trop faible. J'ai donc décidé de me concentrer sur l'étude des systèmes $Y^{*+}K^+$, $Y^{*+}K^{*+}$, Σ^+K^+, Σ^+K^{*+}, tout en donnant des informations sur les autres réactions possibles.

Différents modèles ont été proposés pour rendre compte des résultats expérimentaux. Je n'ai pas exposé en détail, dans le chapitre II, le modèle utilisé dans les créations associées Y^*K, parce que la statistique ne permettrait pas d'en faire une étude détaillée. Mais il est bien entendu qu'il peut s'appliquer aux deux cas $\pi^\pm p \to Y^*K$.

Par contre, dans le cas Σ^+K^+, il s'agit d'un modèle utilisable pour cette réaction uniquement. Ces modèles sont les suivants :

- Modèle périphérique ($\pi^\pm p \to Y^*K$; $\pi^\pm p \to Y^*K^*$; $\pi^+ p \to \Sigma^{*+}K^{*+}$)
- Modèle de EVANS et KNIGHT
- Modèle de HOLLADAY

} ($\pi^+ p \to \Sigma^+K^+$)

A/ Modèle périphérique :

Dans la région du GeV, les interactions πN sont dominées par les processus à 2 corps dans l'état final du type ($ab \to cd$) :

$$\pi N \to N^*\pi; \quad \pi N \to N\rho \; ; \; \pi N \to K^*\Sigma; \; \pi N \to KY^*$$

Les interactions mésons-nucléons, à ces énergies, sont caractérisées par l'émission du nucléon ou de l'hypéron préférentiellement vers l'arrière dans le système du centre de masse total. Ceci entraîne une distribution du transfert de moment au nucléon Δ^2, présentant un pic pour les faibles valeurs.

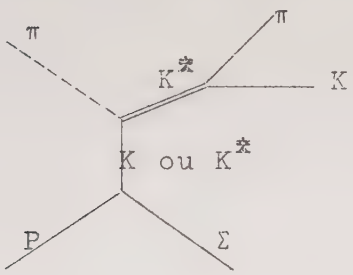
$$\Delta^2 = - (m^2_c + m^2_a) + 2E_c E_a - 2p_c\, p_a \cos\theta^*$$

- p, E, m : sont l'impulsion, l'énergie totale et la masse de la particule ou de la résonance caractérisée par l'indice c ou a.

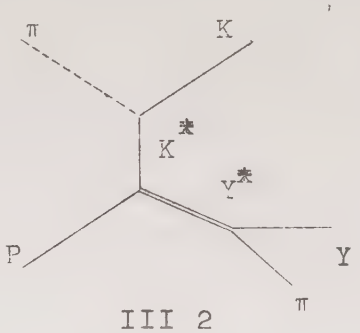
- θ^* est l'angle de production.

Ce fait suggère que les collisions mésons-nucléons sont dominées par un processus à grand rayon d'action correspondant à l'échange d'une particule virtuelle de masse peu élevée (π, ρ, K, K^*).

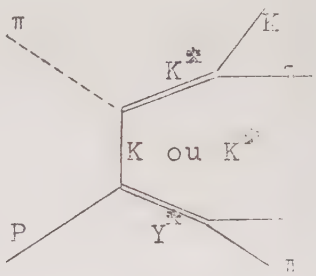
On peut représenter les réactions du type ab → cd par les diagrammes suivants :



III 1

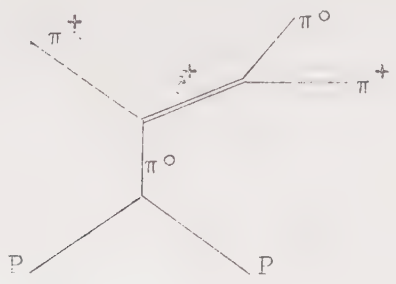


III 2

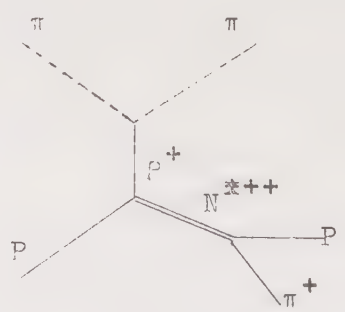


III 3

Ces diagrammes sont du même type que ceux qui représentent les réactions que nous avons par ailleurs étudiées à 2,75 GeV/c (Réf. 1) $\pi^+ p \to \rho^+ p$ et $\pi^+ p \to N^{*++}_{3/2,3/2} \pi^\circ$



III 4



III 5

Les distributions théoriques calculables à l'aide de ces graphes rendent bien compte des résultats expérimentaux.

La première formulation du modèle périphérique a été donnée par CHEW et LOW. Le but était d'ailleurs une détermination et une étude de la section efficace du processus $\pi\pi \to \pi\pi$ à l'aide de la réaction $\pi N \to N\pi\pi$. On suppose que le méson π incident intéragit avec un méson π virtuel appartenant au nuage du nucléon (graphe III. 4). (ref. 2).

Plus récemment, le modèle périphérique a été appliqué aux réactions "quasi à 2 corps" ($\pi^+ p \to K^* \Sigma$; $\pi^+ p \to K\, Y^*$ etc... Réf. 3).

a) STODOLSKY et SAKURAI (Réf. 4) ont proposé un modèle avec échange d'un méson ρ ou d'un méson K ou K^* pour analyser les réactions où l'échange d'un méson π est interdit. (graphe III 5)

Ces auteurs ont proposé différents tests qui permettent de vérifier la validité du modèle.

1/ Tests angulaires

Dans le cas des réactions $\pi^+ p \to K^* \Sigma$ et $\pi^+ p \to K Y^*$, ils définissent trois angles θ, ϕ, β et obtiennent différentes corrélations (les quantités sont exprimées dans le centre de masse de la particule instable, soit le K^*, soit le Y^*). Ces relations sont valables dans le cas où l'on échange une particule vectorielle avec $J^P = 1^-$:

a) $\dfrac{d\sigma}{d\cos\theta_{\pi^0}} \propto 5 - 3\cos^2\theta_{\pi^0}$ avec

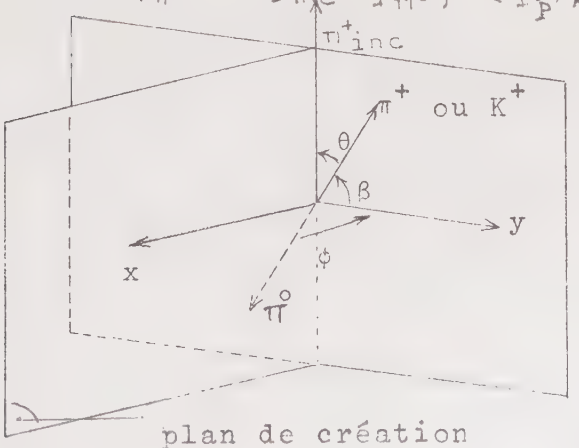
$$\cos\theta_{\pi^0} = \vec{p}_{\pi^0} \cdot \vec{p}_{inc}$$

b) $\dfrac{d\sigma}{d\cos\beta_{\pi^0}} \propto 1 + 3\cos^2\beta_{\pi^0}$ avec

$$\cos\beta_{\pi^0} = \vec{n} \cdot \vec{P}_{\pi^0} \quad \text{et} \quad \vec{n} = \vec{P}_{inc} \wedge \vec{P}_{\pi^0}$$

c) $\dfrac{d\sigma}{d\phi_{\pi^0}} \propto 3 - 2\cos^2\phi_{\pi^0}$ avec

$$\cos\phi_{\pi^0} = (\vec{P}_{inc} \wedge \vec{P}_{\pi^0}) \cdot (\vec{P}_{p'} \wedge \vec{P}_p)$$



plan de création

$\vec{P}_{p'}$ et $\vec{P}_p$ sont les impulsions du baryon après collision et avant collision

2/ Sections efficaces

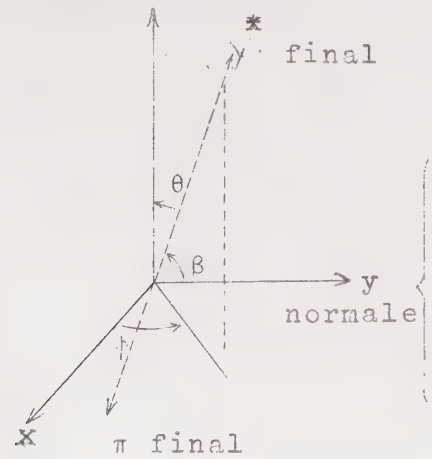
Ce modèle prédit aussi la distribution angulaire de la particule solitaire. Par exemple, dans $\pi p \to Y^* K$, le K doit être émis vers l'avant dans le centre de masse de la réaction. La forme et la valeur absolue de la distribution dépendent de l'énergie incidente, d'une constante de couplage f_K et d'un facteur de forme $f(\Delta^2)$ qui est fonction de la masse M de la particule virtuelle échangée $\left(\frac{M^2}{M^2 + \Delta^2}\right) = f(\Delta^2)$. (*) ;

Par ailleurs, ce modèle prédit aussi une valeur de la section efficace totale qui dépend de la masse de cette particule.

b) GOTTFRIED et JACKSON (Réf. 5) ont, de leur côté, reformulé ce modèle en introduisant une correlation entre les mécanismes de production et de désintégration. En utilisant le formalisme de la matrice densité (Réf. 6), ces auteurs calculent les sections efficaces. Les éléments de matrice ρ_{mm}, non nuls, dépendent de la nature de la particule échangée.

Dans le cas où l'on échange un K^* de spin 1 avec dans l'état final Y_1^* de spin $\frac{3}{2}$, on obtient les relations suivantes :

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta} \propto (1 + 4\rho_{3,3}) + (3 - 12\rho_{3,3}) \cos^2\theta$$



$$\frac{d\sigma}{d\phi} \propto (3+4\mathrm{Re}\,\rho_{3,-1}) - 8\mathrm{Re}\,\rho_{3,-1} \cos^2\phi$$

$$\mathrm{Re}\,\rho_{3,1} = -\frac{5\sqrt{3}}{8} \langle \sin 2\theta \cos\phi \rangle$$

- θ est l'angle(direction du proton cible, direction de l'hypéron final).
- oy est dirigé suivant la normale au plan de production
- oz est dirigé suivant la direction du proton cible.

(*) $f(\Delta^2)$ est imposé pour essayer de reproduire les résultats expérimentaux (réf. 4b) et ne peut être expliqué théoriquement.

Dans le cas où l'on échange un K, avec, dans l'état final un K^* de spin 1, on a les relations :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \propto (1 - \rho_{oo}) + (3\rho_{oo} - 1)\cos^2\theta$$

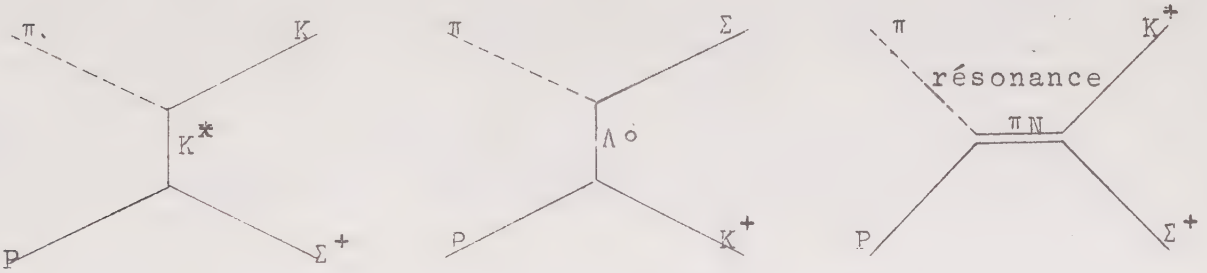
$$\frac{d\sigma}{d\phi} \propto (1 - 2\rho_{1,-1}) - 4\rho_{1,-1}\cos^2\phi$$

$$Re\rho_{10} = \frac{-5}{4\sqrt{2}} < \sin 2\theta \cos\phi >$$

Il est donc possible de tester la validité des modèles proposés en vérifiant que les distributions expérimentales sont en accord avec celles prévues par la théorie.

B/ Modèle de EVANS et KNIGHT (Réf. 7)

Ces auteurs ont essayé d'expliquer le mécanisme de la production associée $\pi^+ p \to \Sigma^+ K^+$. Ils supposent que, dans la voie croisée, ce processus peut se faire par l'intermédiaire de l'échange d'un K^* et d'un hyperon.



Voie croisée Voie directe

Pour la voie directe, ils supposent la contribution des isobares (πN) : $(\pi N)_{3/2,\,3/2}$ 1238 MeV, $(\pi N)_{3/2,7/2}$ 1920 MeV. Ces deux isobares ont leur seuil de création situé avant le seuil de création S_Σ et peuvent influencer cette voie de réaction (voir fig. II 1c)

Dans ces conditions, en négligeant la largeur du K^* , en supposant connue expérimentalement la position et la largeur de la résonance $\pi N_{3/2,3/2}$, et la position de la résonance $(\pi N)_{3/2,7/2}$, Evans et Knight ont 5 paramètres à déterminer : une constante de couplage pour chaque terme d'échange $KK^*\pi$, $\Sigma K^* p$, $\Sigma\Lambda\pi$, $K\Lambda p$ et la largeur de la résonance $(\pi N)_{3/2,7/2}$ dans le canal Σ^+K^+.

Ces auteurs ont pu calculer la distribution angulaire et la polarisation des Σ^+ à différentes impulsions du π^+ incident. L'accord avec les résultats expérimentaux est bon aux faibles impulsions. Quand l'impulsion croit, le modèle ne rend plus compte de ces résultats (voir dans la 2ème partie du chapitre III).

C/ Modèle de HOLLADAY (Réf. 8)

HOLLADAY a refait les mêmes calculs que EVANS et KNIGHT, en s'appuyant sur la même base théorique. Cet auteur fait ses calculs en faisant différentes combinaisons entre l'échange d'un K^*, l'échange d'un Λ° et la contribution des résonances πN 1238 et 1920 MeV. De cette façon 5 modèles différents sont proposés. C'est là que réside la différence entre les théories. Le deuxième cas est un simple perfectionnement du premier mais leurs résultats ne diffèrent pas beaucoup.

Dans le premier modèle, on utilise seulement l'échange d'un Λ° et la résonance $\pi N_{3/2,7/2}$ (1920 MeV). Mais il est trop simple et ne permet pas de reproduire les résultats expérimentaux.

Dans les deuxième et troisième modèles, on utilise l'échange d'un Λ° , la résonance $\pi N_{3/2,7/2}$ (1920 MeV) et aussi la résonance $\pi N_{3/2,3/2}$ (1238 MeV). Ce modèle reproduit les résultats expérimentaux sauf la polarisation des Σ^+ .

Dans les deux derniers modèles, on introduit en plus l'échange d'un K^* ; la différence entre les deux modèles provient de la largeur du K^* qui, dans le premier cas est constante et dans le deuxième cas dépend de l'énergie.

Nous verrons que les résultats expérimentaux ne peuvent être entièrement reproduits comme dans le modèle de

EVANS et KNIGHT.

Un effort considérable a été accompli en théorie pour essayer d'expliquer la production associée $\Sigma^+ K^+$, $Y^* K^*$, $Y^* K$, ΣK^*. Mais l'accord entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques n'est pas toujours très bon.

Dans la deuxième partie du chapitre III, je vais exposer les résultats à 2,75 GeV/c et je les comparerai à ceux obtenus aux autres impulsions.

II - ETUDE EXPERIMENTALE :

Sur les 50 000 clichés dépouillés à Orsay, j'ai pu étudier la production de particules étranges dans les interactions $\pi^+ p$ à 2,75 GeV/c. J'ai retenu 621 évènements qui répondent aux critères énoncés au chapitre I. Ces évènements se répartissent en deux grandes classes : 226 avec V° visible, 395 avec V^+ visible.

Type	Nbre d'évènements	classe
2B + V°	212	226 avec V° visible
2B + 2V°	10	
4B + V°	4	
2B V^+	254	395 avec V^+ visible
2B V^+V^+	20	
2B V^+ + V°	37	
4B V^+	55	
4B V^-	29	

Tableau III. 1

Les $V^+ V^\circ$ sont inclus dans les évènements à V^+ parce que les principales difficultés rencontrées aux mesures proviennent des V^+. En effet, le parcours du V^+ est en général très court (de l'ordre du cm) et est très difficile à mesurer sur les appareils semi automatiques SOM. ENETRA.

Une étude de la création $\Sigma^+ K^+$ (Réf. 9) faite sur le restituteur de trajectoires du laboratoire permet de connaître l'efficacité de mesure sur les SOM ENETRA et de déceler les catégories d'évènements les plus rebelles à la mesure.

Au restituteur, il a été possible de mesurer tous les évènements : 79 d'entre eux ont été retenus après diverses coupures (parcours du $\Sigma^+ \geqslant 4$ mm, angle d'inclinaison du plan de production $\phi \leqslant 60°$) sur 79 : 55 sont du type $\Sigma^+ \to \pi^+ N$ ($\Sigma^+_{\pi+}$) et 24 du type $\Sigma^+ \to p\pi^\circ$ ($\Sigma^+ p$).

Par contre, après les mesures sur les ENETRA, 46 évènements seulement ont pu être retenus : 38 $\Sigma^+_{\pi+}$ et 8 Σ^+_p.

Si on compare les résultats des mesures sur le restituteur et sur les ENETRA, on constate sur ces derniers une perte très importante : $\frac{1}{3}$ pour $\Sigma^+_{\pi+}$ et $\frac{2}{3}$ pour Σ^+_p. Les évènements de la première catégorie ($\Sigma_{\pi+}$) sont un peu plus faciles à mesurer : la cassure de leur V^+ est en général nette (angle entre le secondaire et le tertiaire variant de 0° à 180°, changement de courbure important).

Par contre, pour la deuxième catégorie ($\Sigma^+ p$) il existe un angle limite qui est d'autant plus petit que l'impulsion du Σ^+ est élevée et la cassure est peu nette (pour $p_{\Sigma+} \sim 1000$ MeV/c, $\theta_p^{max} \sim 13°$).

Ces pertes sont les mêmes dans le cas des évènements $\Sigma^+ K^+ \pi^\circ$ et $\Sigma^+ K^\circ \pi^+$ et expliquent la faible statistique finale dont je dispose.

Dans une étude ultérieure, il serait assez judicieux d'utiliser un grandissement plus fort pour les mesures, dans le but d'en améliorer le rendement (ceci exige une modification de l'appareil et de la technique de mesure et explique que cela n'ait pas été encore employé.

J'ai introduit différentes coupures dont une liste est donnée au chapitre II.

Ces coupures me permettent d'éviter les biais dus aux pertes systématiques d'évènements. Les plus importantes sont les suivantes :

- parcours du $\Sigma^+ > 4$ mm

- parcours du Λ° ou du $K^\circ > 3$mm

J'ai tenu compte de ces restrictions dans le calcul des facteurs correctifs. Ces facteurs sont de deux types.

1) facteur I : il tient compte du temps de vie des particules étranges et des dimensions de la chambre (Réf. 9)

On en déduit que :

- 80% des $\Lambda^\circ \to p\pi^-$
- 70% des $K^\circ \to \pi^+\pi^-$
- 60% des $\Sigma^+ \to \pi^+ N$

} sont visibles dans la chambre

2) facteur II : il tient compte de la désintégration en mode neutre et des conditions d'identification des évènements. Dans le cas $\Lambda^\circ K^+\pi^+$, il faut au moins voir la désintégration d'une particule étrange : le Λ° en mode chargé. Cette condition implique qu'on ne décèlera que 66% des évènements.

Le calcul de ce facteur s'appuie sur les rapports d'embranchement connus actuellement (Réf. 23)

- 66% des $\Lambda^\circ \to p\pi^-$

68% des $K^\circ \to \pi^+\pi^-$ avec K° 50% K°, et 50% K°, donc

- 34% des $K^\circ \to \pi^+\pi^-$

Le tableau III 2 donne la valeur de ce facteur II pour chaque réaction.

Tout d'abord, je vais présenter les résultats de la production associée $\pi^+p \to \Sigma^+K^+$ à 2,75 GeV/c. Ces données se-

TABLEAU III 2

Sections efficaces partielles

Réaction	Conditions d'identification	Facteur correctif (II)	Nbre Ev^t non corrigés	Nbre Ev^i corrigés	Section efficace μb
$\Lambda^\circ K^\circ \pi^+ \pi^+$ / Σ°	$K^\circ \to \pi^+\pi^-$ ou $\Lambda^\circ \to P\pi^-$	0.78	37	70	84 ± 20
$\Lambda^\circ K^+ \pi^+$	$\Lambda^\circ \to P\pi^-$	0.66	65	142	169 ± 15
$\Sigma^\circ K^+ \pi^+$	$\Sigma^\circ \to \Lambda^\circ \gamma^\circ$; $\Lambda^\circ \to p\pi^-$	0.66	36	78	93 ± 20
$\Lambda^\circ K^+ \pi^+ \pi^\circ$ / Σ°	$\Lambda^\circ \to p\pi^-$	0.66	52	92	110 ± 17
$\Sigma^+ K^+$	$\Sigma^+ \to \pi^+ N$	0.50	38	173	205 ± 25
$\Sigma^+ \pi^+ K^\circ$	$\Sigma^+ \to \pi^+ N$	0.50	30 (20 / 10)	91	108 ± 30
	$\Sigma^+ \to \pi^+ N$ et $K^\circ \to \pi^+\pi^-$	0.175			
$\Sigma^+ \pi^\circ K^+$	$\Sigma^+ \to \pi^+ N$	0.50	37	115	137 ± 30
$pK^+\bar{K}^\circ$	$K^\circ \to \pi^+\pi^-$	0.35	21	68	81 ± 26
$p\pi^+ K^\circ \bar{K}^\circ$	$K^\circ_1 \to \pi^+\pi^-$	0.70	11	28	34 ± 9
$pK^+\bar{K}^\circ \pi^\circ$	$K^\circ \to \pi^+\pi^-$	0.35	7	34	40 ± 15
$N K^+\bar{K}^\circ \pi^\circ$	$K^\circ \to \pi^+\pi^-$	0.35	2	10	12 ± 7
$\Sigma^- K^+ \pi^+ \pi^+$	$\Sigma^- \to \pi^- N$	1	8	25	29 ± 8
$\Sigma^- \pi^+ \pi^+ \pi^+ K^\circ$	$\Sigma^- \to \pi^- N$	1	3	9	11 ± 7
$\Sigma^- K^+ \pi^+ \pi^+ \pi^\circ$	$\Sigma^- \to \pi^- N$	1	2	6	7 ± 5
$\Sigma^+ K^+ \pi^+ \pi^-$	$\Sigma^+ \to \pi^+ N$	0.50	12	37	44 ± 10
$\Sigma^+ K^+ \pi^+ \pi^- \pi^\circ$	$\Sigma^+ \to \pi^+ N$	0.50	2	6	7 ± 5
			362	984	1.17 mb ± 0.20

ront comparées aux résultats obtenus par d'autres groupes.

Puis j'étudierai essentiellement les réactions "quasi à deux corps" du type $\pi^+p \rightarrow Y_1^{*+}K^+$ et $\pi^+p \rightarrow Y_1^{*+}K^{*+}$ et je comparerai les résultats de 2,75 GeV/c à ceux obtenus à d'autres impulsions.

Sur les autres réactions possibles, les statistiques sont trop faibles pour permettre une étude détaillée; je me bornerai à des informations fragmentaires.

A) $\pi^+p \rightarrow \Sigma^+K^+$

L'ensemble des résultats concernant la production associée Σ^+K^+ a déjà été publié (Réf. 9). Je n'en donnerai donc qu'un aperçu rapide et n'entrerai ni dans les détails des calculs ni dans les détails de l'étude expérimentale.

Cette étude me permet de mettre en parallèle les baryons Λ°, Σ°, Σ^+ et Σ^- et de comparer leurs propriétés respectives.

1) Distribution angulaire à la création

Pour étudier le comportement des Σ^+, j'ai du me borner aux évènements $\Sigma^+{}_{\pi^+}$, ce qui réduit la statistique à 38 évènements. En principe $\frac{\Sigma^+\pi^+}{\Sigma^+_p} = 1$, la perte est telle en Σ^+_p que je ne peux pas vérifier cette valeur; je supposerai seulement que ce rapport est exact (aucune expérience n'est en contradiction avec ce résultat).

Malgré le peu d'évènements, il est évident (fig. III 2 a) que les Σ^+ sont surtout émis vers l'arrière (rapport $\frac{B}{F} = \frac{\text{arrière}}{\text{avant}} \simeq 4$)

Pour comparer ce résultat à ceux obtenus à d'autres impulsions entre 1050 et 2080 MeV/C (Réf. 10 - 19), j'ai porté d'une part la variation du rapport $\frac{B}{F}$ sur la figure III 2c et d'autre part j'ai reporté la forme des distributions angulaires sur la figure III 2b.

On constate que, à basse impulsion (jusque 1265 MeV/c, les Σ^+ sont émis préférentiellement vers l'avant avec une légère remontée vers l'arrière qui s'amorce vers 1220 MeV/c. Puis la remontée vers l'arrière s'accentue et vers 1700 MeV/c,

la distribution est telle que l'émission vers l'arrière à a peu près la même intensité que l'émissinn vers l'avant ($\frac{B}{F} \simeq 0.80$).

Quand l'impulsion croit, les Σ^+ sont émis vers l'arrière comme le montre cette expérience à 2750 MeV/C et comme le confirme une expérience à 2600 MeV/C (Réf. 21) et une autre à 4 GeV/C (Réf. 22).

Les modèles théoriques ne rendent pas compte du comportement des Σ^+. Si aux faibles impulsions (jusque ~ 1390 MeV/C) l'accord est bon; pour les impulsions plus élevées les deux modèles prévoient une forte remontée vers l'avant qui n'existe pas expérimentalement; il apparait au contraire une remontée vers l'arrière (Fig. III 1A, 1B)

Comme dans le cas des Λ° et des Σ^- (voir chapitre II) les modèles rendent compte des résultats à basse impulsion mais ne permettent plus de les interpréter au dessus de 1400 MeV/C.

Les Σ^+ ont un comportement d'abord équivalent à celui des Σ^- puis, quand l'impulsion croit, équivalent à celui des Σ° et des Λ°. Ce résultat est difficile à expliquer dans le cadre des théories actuelles.

2) Polarisation

Comme je l'ai rappelé au chapitre II, on peut par une mesure de l'asymétrie haut-bas, atteindre la valeur du produit αP. Dans le cas des Σ^+, on a deux modes de désintégration $\Sigma^+_{\pi^+}$ et Σ^+_{p} ; on définit 2 paramètres d'asymétrie α_o et α_+. On pourra donc définir $\alpha_o <P>$ et $\alpha_+ <P>$.

La statistique dont je dispose étant trop faible pour pouvoir faire une étude significative de la variation de αP en fonction de $\cos \theta^{\Sigma}_{CM}$, je me bornerai à donner les valeurs moyennes :

$$\alpha_o < P > = 1.20 \pm 0.36$$

$$\alpha_+ < P > = 0.33 \pm 0.29$$

Toutes les données concernant $\alpha_o < P >$ et $\alpha_+ < P >$ sont rassemblées dans le tableau III. 3 : $\alpha_+ < P >$ est toujours compatible avec zéro, alors que $\alpha_o < P >$ a une valeur élevée ($\sim 0,75$).

TABLEAU III. 3

Impulsion π^+ incident MeV/c	$\alpha^+ \langle P \rangle$	$\alpha^\circ \langle P \rangle$
1050	+ 0.02 ± 0.13	0.68 ± 0.14
1111	- 0.16 ± 0.15	0.50 ± 0.13
1115	- 0.20 ± 0.23	0.95 ± 0.15
1160	- 0.40 ± 0.44	0.67 ± 0.40
1170	- 0.18 ± 0.13	0.62 ± 0.19
1206	0.05 ± 0.14	0.37 ± 0.13
1220	- 0.18 ± 0.15	0.16 ± 0.16
1265	0.30 ± 0.14	0.68 ± 0.12
1590	- 0.18 ± 0.2	0.5 ± 0.40
2750	0.33 ± 0.29	1.20 ± 0.36

Tous ces résultats de chambres à bulles sont en accord avec les résultats de Cork qui proviennent d'une expérience de compteurs (Réf. 20) où l'on dispose d'un nombre d'évènements plus grand.

$$\alpha_+ < P > = 0.03 \pm 0.08$$

$$\alpha_o < P > = 0.75 \pm 0.17$$

Les deux modèles rendent compte de la variation de $\alpha_o < P >$. L'accord n'est pas excellent mais les erreurs expérimentales sont grandes et ne permettent pas un ajustement très fin.

3) Section efficace

On obtient comme valeur de la section efficace totale

$$\sigma = (205 \pm 30)\ \mu b$$

Cette valeur n'est pas en accord avec celle donnée à 2,77 GeV/c (Réf. 3) $\sigma = (105 \pm 10)\mu b$

Compte tenu du nombre de clichés dépouillés, leur nombre d'évènements doit être du même ordre que le notre. Dans ces conditions, il me semble que leur erreur est un peu sous estimée. Cependant, les valeurs ne sont pas compatibles et la cause m'en échappe complètement.

Les valeurs des sections efficaces en fonction de l'impulsion des π^+ incidents sont reportées sur la figure III 2d. La section efficace a un maximum autour de $p_{\pi+} \sim 1500$ MeV/c. Puis elle décroit régulièrement jusqu'à 4000 MeV/c.

Les courbes théoriques proposées par Evans et Knight d'une part et Holladay d'autre part, rendent bien compte de la variation expérimentale.

Si les réactions de création associée :

$$\pi^+ p \rightarrow \Sigma^+ K \qquad \sigma_+ = 205 \pm 40\ \mu b$$

$$\pi^- p \rightarrow \Sigma^o K^o \qquad \sigma^o = 85 \pm 12\ \mu b$$

$$\pi^- p \rightarrow \Sigma^- K^+ \qquad \sigma_- = 31 \pm 5\ \mu b$$

vérifient l'hypoyhèse d'indépendance de charge, les sections efficaces doivent satisfaire à la relation suivante :

$$|\sqrt{2\sigma_o} - \sqrt{\sigma_-}\ |^2 < \sigma_+ < |\sqrt{2\sigma_o} + \sqrt{\sigma_-}\ |^2$$

ce qui, avec les valeurs expérimentales connues actuellement donne :

$$(56 \pm 12)\mu b < 205 \pm 30 < (346 \pm 12)\mu b$$

Cette inégalité est donc vérifiée et là encore, il n'y a pas violation de l'indépendance de charge.

4) Conclusion

Il semble bien acquis que la distribution angulaire des Σ^+ semblable à celle des Σ^- aux faibles impulsions (émission préférentielle vers l'avant) subit un renversement autour de 1700 MeV/c. Aux impulsions plus élevées les Σ^+ sont principalement émis vers l'arrière (ceci est confirmé par un résultat récent (Réf. 22) à 4 GeV/c).

La variation de la section efficace en fonction de l'impulsion est du même type que pour les Λ^o. C'est à dire que la section efficace présente un pic non loin du seuil de création (le pic en Λ^o est à 1000 MeV/c et celui en Σ^+ est à 1500 MeV/c). Par contre, en Σ^o et en Σ^-, la section efficace est maximum juste au seuil de création, puis elle décroit régulièrement.

Il est assez agréable de constater que les Λ^o et les Σ^o ont des comportements à peu près équivalents; et il est surprenant de noter que les Σ^+ et les Σ^- ont d'abord le même comportement, puis que leΣ^+ se comportentcomme les Σ^o et les Λ^o quand l'impulsion croit, alors que les Σ^- demeurent seuls différents.

Ces résultats ne sont pas expliqués pour le moment et ils sont à retenir parce qu'on doit les utiliser comme base d'explications théoriques valables. Il est d'ailleurs possible qu'à haute impulsion, tous les baryons se comportent de la même façon. Malheureusement, aucun résultat ne peut confirmer cette hypothèse. (voir chapitre II, modèle de Amati)

B) $\pi^+ p \rightarrow \Sigma^+ K^\circ \pi^+$

Il y a 30 évènements du type $\Sigma^+ K^\circ \pi^+$ et 37 du type $\Sigma^+ \pi^\circ K^+$. Lorsqu'on fait le diagramme à deux dimensions de la masse au carré du système $\pi^\circ K^+$ ou $\pi^+ K^\circ$ en fonction de la masse au carré π° Σ^+ ou $\pi^+ \Sigma^+$, et que l'on projette sur les axes, on constate qu'il n'apparait aucune accumulation très significative (Fig. III 3a, b, c). Seule, une légère indication apparait en faveur du K^* (891 MeV) se désintégrant en $\pi^+ K^\circ$. Le pic qui apparait en $\pi^\circ K^+$ est d'une part moins significatif et d'autre part, il est décalé en énergie. Or, il n'y a aucune raison pour que ce pic ne soit pas à la bonne valeur comme en $\pi^+ K^\circ$ (les deux réactions sont entachées des mêmes biais expérimentaux).

Ces résultats sont confirmés par ceux obtenus à 2.77 GeV/c et 2.62 GeV/c sur une statistique double.

Dans le cas des expériences américaines, on passe par la voie suivante : $\pi^+ p \rightarrow \Sigma^+ K^{*+}$

Lorsqu'on compare les valeurs de sections efficaces qui tiennent compte des pertes, on constate qu'il n'y a pas incompatibilité entre les résultats à 2.75 GeV/c et ceux aux autres impulsions pour les voies $\Sigma^+ K^\circ \pi^+$.

$\Sigma^+ \pi^+ K^\circ$

Impulsion MeV/c	$\sigma \mu_b$
2600	117 ± 34
2750	108 ± 30
2770	90 ± 10
4000	59 ± 7

$\Sigma^+ \pi^\circ K^+$

Impulsion MeV/c	$\sigma \mu_b$
2600	
2750	137 ± 30
2770	120 ± 10
4000	69 ± 9

C) $\pi^+ p \rightarrow \Sigma^+ K^+ \pi^+ \pi^-$

Le nombre des évènements dans chaque voie est peu élevé, mais je voudrais signaler que, pour $\Sigma^+ K^+ \pi^+ \pi^-$, dans le spectre de masse $K^+ \pi^+ \pi^-$, la plupart des évènements se grou-

pent sur la masse du $K^*\pi$ (1215 MeV) : 10 sur 14 évènements.

Parmi les 10 groupés sur la masse du $K^*\pi$, 6 sont des K^*.

Ce résultat est à noter : cette résonance a été initialement vue dans les interactions $p\bar{p}$ à l'arrêt (Réf. 24). Quand l'impulsion des $\bar{p}$ croit, elle devient beaucoup moins nette. Par ailleurs, il y a une forte évidence en faveur du mode neutre, dans la voie $K\rho$, par contre l'autre voie $K^*\pi$ et le mode chargé n'ont pas été vus d'une façon significative.

Ce que j'observe est une évidence intéressante en faveur de l'existence du $K^+\pi^+\pi^-$ de 1215 MeV dans un mode chargé et dans la voie $K^*\pi$. (Ceci est en accord avec la valeur de spin isotopique $\frac{3}{2}$ donnée par la table de Barkas (Réf. 23)

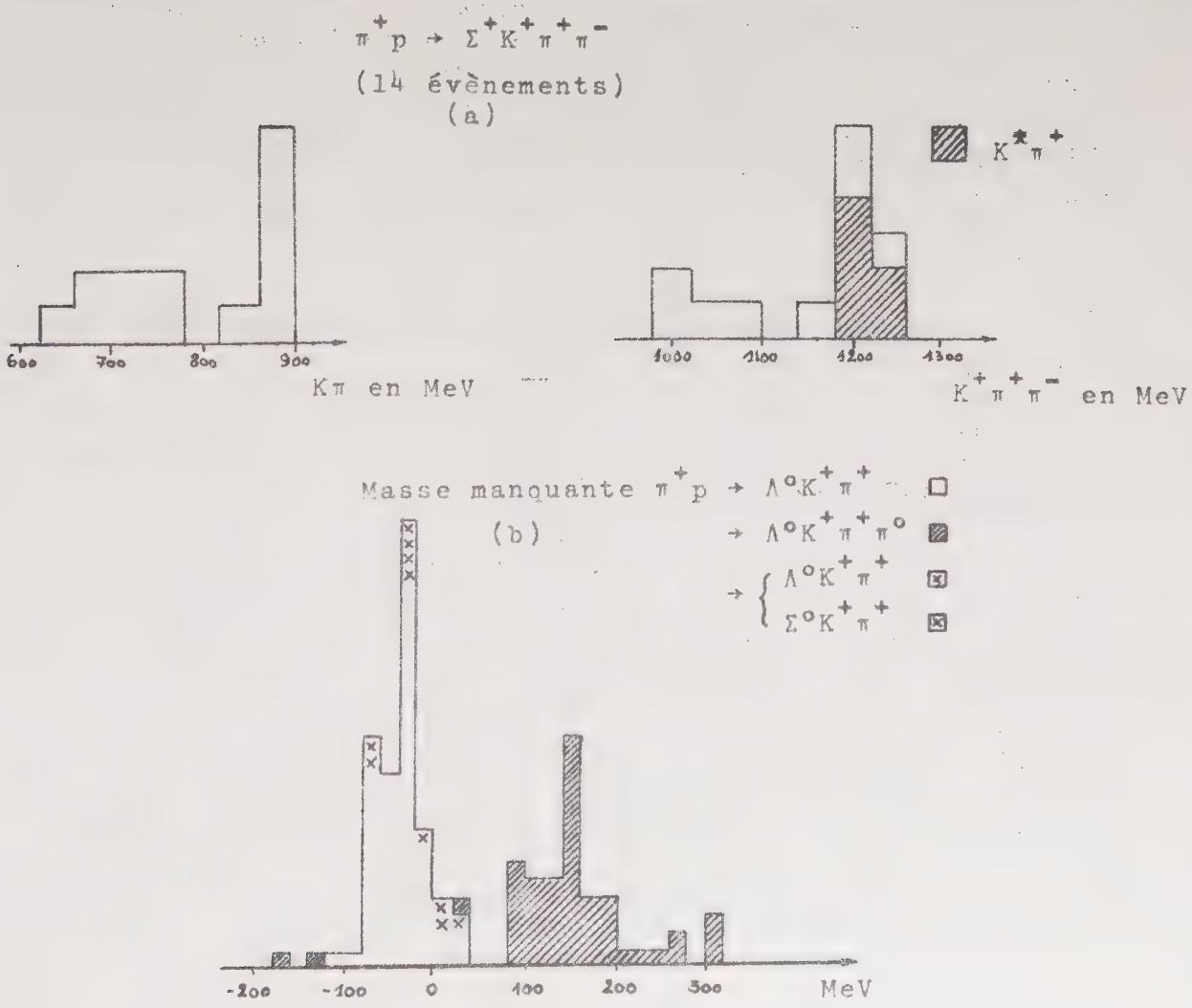


FIGURE III. 4

D) Etude des réactions $\pi^+ p \rightarrow \begin{cases} \Lambda^\circ K^+ \pi^+ \\ \Sigma^\circ K^+ \pi^+ \\ (\Lambda^\circ \text{ ou } \Sigma^\circ) K^+ \pi^+ \pi^\circ \end{cases}$

Des problèmes d'identification se posant au sujet de ces réactions, il est nécessaire de les étudier sans les dissocier. Les réactions avec et sans π° supplémentaire se séparent à peu près sans ambiguité (voir Fig. III 4).

De même les deux réactions $\Lambda^\circ K^+ \pi^+$ et $\Sigma^\circ K^+ \pi^+$ se séparent assez bien; seuls dix évènements douteux ajustent les deux hypothèses.

Par contre, dans le cas (Λ° ou Σ°) $K^+ \pi^+ \pi^\circ$, il n'a pas été possible de faire la distinction entre Λ° et Σ° parce que l'ajustement cinématique est moins bon que dans le cas sans π°.

a) Etude de $\Lambda^\circ K^+ \pi^+$

Le diagramme de Dalitz (Fig III 5) de la masse au carré du système $\Lambda^\circ \pi^+ = m^2_{\Lambda^\circ \pi^+}$ en fonction de la masse au carré du système $K^+ \pi^+ = m^2_{K^+ \pi^+}$ montre une accumulation significative des évènements au voisinage de $m^2_{Y_1^*(1385)} = 1.91 \text{ GeV}^2$.

Les projections du diagramme sur les deux axes $m^2_{\Lambda^\circ \pi^+}$ et $m^2_{K^+ \pi^+}$ sont reportées sur les figures III 5b et c.

L'étude de la distribution en $m^2_{\Lambda^\circ \pi^+}$ montre qu'un nombre important d'évènements $(\frac{36}{70})$ se trouve dans la bande de $Y_1^*(1385)$. Bande qu'il a été possible de choisir étroite ($1.7 \leqslant m^2_{\Lambda^\circ \pi^+} \leqslant 2.1 \text{ GeV}^2$) parceque la création Y_1^* domine largement les autres voies. En traçant un espace de phase normalisé au nombre total d'évènements, on constate que 25 Y_1^* ($\frac{1}{3}$ des évènements) sortent de cet espace. On peut alors considérer que la réaction $\pi^+ p \rightarrow \Lambda^\circ K^+ \pi^+$ passe dans une grande proportion par la voie $\pi^+ p \rightarrow Y_1^{*+} K^+$. Il faut en tenir compte pour déterminer l'espace de phase. Cette fois, j'ai porté un espace de phase normalisé au fond. On constate alors qu'il y a 28 Y_1^* et une indication assez forte en faveur de deux autres hypérons excités:

$Y_1^*(1660)$ et $Y_1^*(1765)$

Il va être facile d'étudier la création $Y_1^*(1385)\ K^+$ parceque le fond est peu important ($\frac{8}{37} = 20\%$); je vais donc pouvoir tester dans des conditions assez bonnes la validité du modèle périphérique.

Dans ce but, je vais étudier les différents tests proposés par les théoriciens.

1) $\Delta^2_{\Lambda\pi}$: Cette distribution a la forme attendue : elle est concentrée aux faibles valeurs de transfert et son maximum se situe aux environs d'une valeur de Δ^2 correspondant à la masse du K.

2) $\cos\theta^K_{cm}$ La distribution du $\cos\theta^K_{cm}$ est concentrée vers l'avant.

3) $\cos\theta^{cm}_{Y}$ $(\cos\beta)^*$: Dans ce cas, il n'est pas facile de conclure. La distribution a cependant l'allure attendue, mais il faut plus d'évènements pour que ce soit significatif.

Tout de même, la réaction $\pi^+ p \to Y_1^{*+} K^+$ semble bien s'expliquer par l'intermédiaire du modèle périphérique.

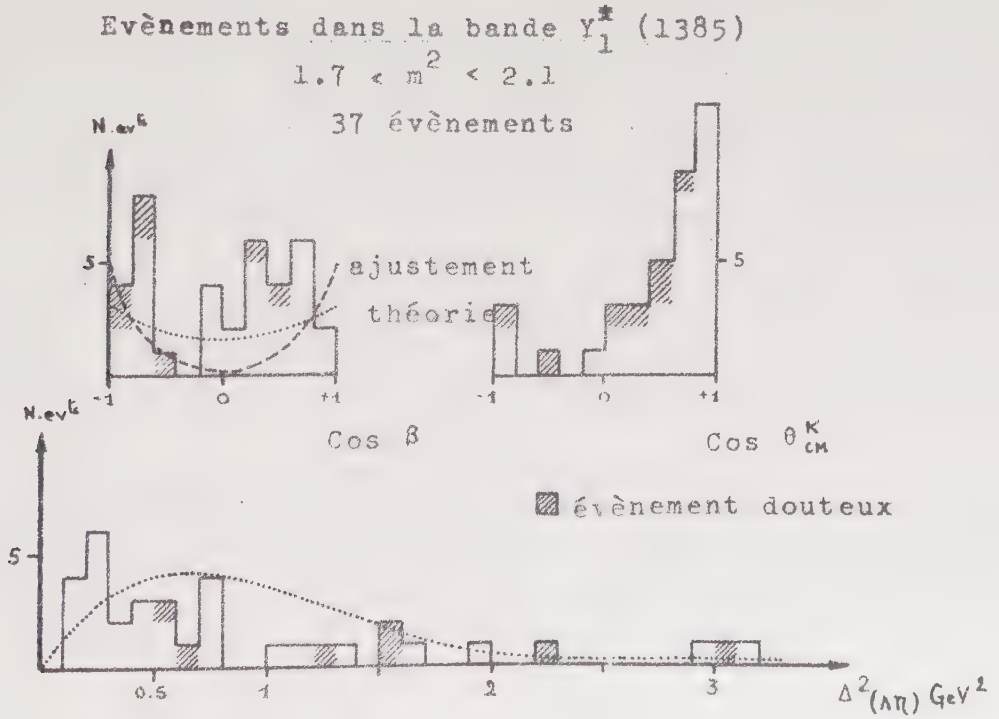


FIGURE III. 5d

Les autres résultats expérimentaux présentés à 2.77 GeV/c (Réf. 3) et à 2.62 GeV/c (Réf. 21) sont tout à fait compatibles.

Il semble dans tous les cas que le modèle périphérique avec échange d'un K permette de rendre compte des résultats expérimentaux.

b) Etude de $\Sigma^\circ K^+\pi^+$

Il n'apparait aucune structure dans la distribution $m^2_{\Sigma^\circ\pi^+}$. Ce résultat est en accord avec la théorie. Celle-ci prévoit que Y_1^* (1385) se désintègre dans 90% des cas en $\Lambda\pi$, on a donc un rapport 9 entre $\frac{Y_1^* \to \Lambda\pi}{Y_1^* \to \Sigma\pi}$; expérimentalement, il est de $\frac{30}{4} = 7.5 \pm 2$.

Seul, Berley (Réf. 21) à 2.62 GeV/c a étudié le canal $\Sigma^\circ K^+\pi^+$. Sa valeur de section efficace est du même ordre que la notre :

à 2.75 GeV/c $\quad \sigma = (93 \pm 20)\mu b$

à 2.62 GeV/c $\quad \sigma = (40 \pm 12)\mu b$

c) Etude de (Λ° ou Σ°) $K^+\pi^+\pi^\circ$

Comme il n'a pas été possible de faire une distinction entre Λ° et Σ°, j'ai étudié l'ensemble des évènements. Sur le diagramme triangulaire (Fig. III 6) la masse $\Lambda^\circ\pi^\circ$ ou $\Lambda^\circ\pi^+$ est portée en fonction de la masse $K^+\pi^+$ ou $K^+\pi^\circ$.

Il n'apparait aucune structure ni en $\Lambda\pi$, ni en $K\pi$. Aucune indication ne peut être donnée en faveur de la réaction $\pi^+p \to Y^{*+}K^{*+}$. Ces résultats sont en accord avec les résultats des groupes américains. A 2.77 GeV/c, cette réaction ne présente aucune structure spéciale.

Dans l'expérience de Berley (Réf. 21) qui porte sur trois impulsions différentes (2.35, 2.62, 2.90 GeV/c) les résultats sont en général mélangés, mais dans ce cas précis ils sont publiés séparément. En effet, si on ne voit aucune structure à 2.35 et à 2.62 GeV/c, il apparait, à 2,90 GeV/c une assez forte évidence en faveur de :

$$\pi^+ p \rightarrow Y^{*+} + K^{*+}$$
$$\downarrow \qquad\qquad \downarrow$$
$$\Lambda^\circ \pi^+ \qquad K^+ \pi^\circ$$

Il semble que, à 2.75 GeV/c, la section efficace soit encore trop faible pour pouvoir étudier cette réaction.

e) $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ K^\circ (\Lambda^\circ$ ou $\Sigma^\circ)$

Cette hypothèse se sépare à peu près sans ambiguité des autres déjà envisagées par ailleurs. Toutefois, si on identifie bien $\pi^+\pi^+ K^\circ Y^\circ$, il n'est pas possible de faire la distinction entre Λ° et Σ°. En effet, dans la plupart des cas (34/37) un seul V° est visible. Si ce V° est un Λ°, il n'est pas possible de savoir s'il provient de la désintégration du Σ°. La légère erreur introduite est reportée sur le K° dont la direction et l'impulsion sont un peu modifiées.

Par contre, si c'est un K°, on peut, par la masse manquante, distinguer le Λ° du Σ°. On a, de cette façon, identifié $3\Sigma^\circ$ sur 19 évènements.

On peut donc faire les distributions sans tenir compte de cette complication. Le diagramme triangulaire de la masse $\pi^+\Lambda^\circ$ en fonction de la masse π^+K° montre une accumulation d'évènements assez significative (Fig. III 5a) dans la zone de recouvrement des bandes $Y_1^*(1385)$, $K^*(890)$.

Lorsqu'on projette sur les deux axes, on constate la présence en $\Lambda^\circ\pi^+$ d'un pic au voisinage de 1385 MeV. Il est décalé, en fait, vers les valeurs de masse plus faibles d'environ 20 MeV. De même, en $K^\circ\pi^+$, il y a un pic au voisinage de 890 MeV, décalé vers les masses plus élevées de 20 MeV et un pic autour de la masse du K (730 MeV) décalé aussi de 20 MeV vers les grandes masses. Il est assez difficile d'expliquer ce déplacement de 20 MeV entre la valeur expérimentale et la valeur admise : son amplitude de 20 MeV entre dans l'erreur expérimentale et doit être due à l'ajustement cinématique.

Comme il est impossible de savoir dans quelle combinaison se trouve le π^+, on doit porter deux points par évènement, ce qui augmente le fond continu. L'espace de phase en $\Lambda\pi$ est tout d'abord normalisé au nombre total d'évènements : ceci me permet de dénombrer 12 Y_1^* au dessus de cet espace. Il est alors possible de calculer le nombre d'évènements apparte-

nant à la résonance dans la bande de masse considérée (1320 MeV < $m_{\Lambda\pi}$ <1420 MeV). On peut le faire à l'aide de la formule suivante :

$$M_R = \frac{N_R - N_p}{1 - \frac{N_p}{nM}}$$

M - nombre d'évènements
n - nombre de combinaisons
N_p - nombre de combinaisons situées en dessous de l'espace de phase dans la bande considérée.
M_R - nombre d'évènements de la résonance.

Comme on dénombre 32 combinaisons dont 12 au dessus de l'espace de phase, on en déduit :

M_R = 17, soit 17/36 = 47% des évènements sont des Y_1^* (1385).

Il faut donc en tenir compte et renormaliser l'espace de phase au fond continu en excluant ces 17 évènements. Cette fois, on dénombre toujours 32 combinaisons mais 15 sont au dessus de l'espace de phase, donc :

M_R = 20, soit 20/36 = 55% des évènements sont des Y_1^*

Le fond est évidemment beaucoup plus important que dans le cas $\Lambda^\circ K^+\pi^+$ et rendra l'analyse de la réaction plus délicate.

J'ai fait la même analyse pour la distribution $K^\circ\pi^+$. Dans le premier cas, avec l'espace de phase normalisé à toutes les combinaisons, on obtient :

$M_{K\pi\ (890)}$ = 10 soit 10/36 = 28%

$M_{K\pi\ (730)}$ = 6 soit 6/36 = 16%

Ensuite, en ne tenant compte que du K, on obtient

$M_{K\pi\ (890)}$ = 12 soit 12/36 = 34%

$M_{K\pi\ (730)}$ = 8 soit 8/36 = 22%

On a donc une indication en faveur du κ et une bonne certitude de la présence du K^*.

J'ai vérifié que la voie $\pi^+ p \to Y_1^*(1385) K^*(890)$
$\Lambda^\circ \pi^+$ $\bar{K}^\circ \pi^+$

était présente. En effet, quand on sélectionne les Y^* dans la bande de masse entre 1320 et 1420 MeV, on constate qu'un nombre significatif de K^* leur sont associés (Fig III 7b).

L'analyse de la réaction en termes du modèle périphérique est difficile parce que le fond continu est important. Comme ces résultats ne sont pas significatifs, je ne les présenterai pas.

Les résultats obtenus par les autres laboratoires sont :

1) à 2.77 GeV/c Yamamoto (Réf. 3) n'a aucune indication en faveur de ce mécanisme. Il voit un pic en Y_1^* mais pas de pic en $K^*(890)$ et aucune association $Y^{*+} K^{*+}$.

2) à 2.35 GeV/c et à 2.62 GeV/c Berley (Réf. 2) n'a pas d'indication en faveur de cette réaction mais à 2.90 GeV/c, il voit nettement l'association $Y_1^{*+} K^{*+}$ avec, d'ailleurs, le même déplacement de masse dans les pics (masse plus faible en $\Lambda\pi$, masse plus élevée en $K\pi$). Il n'a par contre, aucune indication en faveur du $\bar{K}$ mais sa statistique est moitié de la mienne.

Le nombre des évènements est faible dans tous les cas, mais rien n'infirme le fait qu'à 2.75 GeV/c, j'observe la réaction $\pi^+ p \to Y^* K^*$. Le seuil en π^+ est 2.28 GeV/c, donc la voie est ouverte.

Les valeurs des sections efficaces totales pour le processus $\pi^+\pi^+\Lambda^\circ K^\circ$ sont compatibles.

Impulsion MeV/c	σ µb
2600	81 ± 17
2750	84 ± 20
2770	85 ± 12
4000	91 ± 10

Il n'est pas trop étonnant que dans la voie $\Lambda^\circ K^+ \pi^+ \pi^\circ$, la même réaction n'apparaisse pas car le rapport d'embranchement des voies de désintégration du K^* de spin isotopique $\frac{1}{2}$ sont :

$$\frac{K^* \to K^\circ \pi^+}{K^* \to K^+ \pi^\circ} = 2$$

f) Etude de $\pi^+ p \to p\pi^+ K\bar{K}$

Il y a peu d'évènements de ce type. Il est donc remarquable de constater la présence de l'isobare $N^*_{3/2,\ 3/2}(1238)$ Il est produit avec une intensité assez forte (11 évènements dans la bande du N^*, $1180 \leqslant m_{N^*} \leqslant 1260$, sur 19 évènements au total). Il y a une légère indication en faveur du meson ϕ de 1018 MeV qui se désintègre en $K\bar{K}$. Sur deux diagrammes triangulaires (Fig. 8 a et b), j'ai porté, d'une part $p\pi^+ K^\circ \bar{K}^\circ$ et $p\pi^+ K^+ K^-$ qui me permettent d'atteindre la combinaison neutre $K\bar{K}$, et, d'autre part $pK^+ \bar{K}^\circ \pi^\circ$ et $nK^+ \bar{K}^\circ \pi^+$ qui me donnent la combinaison chargée. Il semble que ϕ n'apparaisse que dans le mode neutre, ce qui peut être une confirmation que le spin isotopique de cette résonance est 0. Je n'ai aucune association ϕN^*.

Les résultats donnés par les autres laboratoires sont les suivants :

1) à 2.77 GeV/c (Réf. 3), il existe la voie ϕN^* (mais avec 11 évènements).

2) à 2.62 GeV/c, il n'y a, par contre, aucune indication, on ne voit que le ϕ. (Réf. 21).

Compte tenu de ces statistiques, il est satisfaisant de noter combien les résultats à 2.62, à 2.75 et à 2.77 GeV/c sont compatibles entre eux.

Il est dommage qu'à 4 GeV/c (Réf. 22) où l'on dispose de 40 évènements, cette étude n'ait pas été faite, cela permettrait de confirmer ou d'infirmer ces conclusions.

g) Conclusion

Mes résultats expérimentaux m'ont permis de déterminer les sections efficaces pour tous les modes de création des particules étranges existant à 2.75 GeV/c (voir tableau III 2)

Comparés et reliés aux résultats obtenus par d'autres auteurs à d'autres impulsions, ils forment un ensemble très cohérent.

La section efficace totale de création des particules étranges est :

$$\sigma_{tot} \geq (1.2 \pm 0.2) \text{ mb}$$

Sur la figure II 12b, j'ai reporté la variation de la section efficace totale de création des particules étranges dans les interactions $\pi^{\pm} p$ en fonction de l'impulsion du π^+ incident. La valeur croit régulièrement jusqu'à la valeur maximum actuellement publiée.

La statistique étant souvent insuffisante, il n'a pas été possible de faire une étude détaillée de certaines voies, mais j'ai pu donner une description assez complète de la production associée $\Sigma^+ K^+$ à l'aide de la distribution angulaire à la production et des paramètres d'asymétrie à la désintégration. Créés avec des π^+ de 2.75 GeV/c, les baryons Σ^+ sont émis vers l'arrière. Ce comportement est confirmé par les expériences faites soit dans le même domaine, soit à plus haute impulsion.

J'ai aussi pu examiner les créations $\pi^+ p \rightarrow Y_1^*(1385)\ K^+$ et $\pi^+ p \rightarrow Y_1^*(1385)\ K^*$. Le modèle périphérique semble rendre bien compte de ces créations "quasi à deux corps"; en effet, les distributions de transfert à l'hypéron excité sont bien centrées sur les faibles valeurs, les K ainsi que les K^* sont émis vers l'avant. L'accord avec les résultats publiés aux impulsions voisines est là aussi, acceptable.

Cette étude a permis de rassembler des données homogènes dans le domaine du GeV sur la création des particules étranges et de donner des informations expérimentales qui peuvent servir de base à une recherche théorique.

IV - CONCLUSION GENERALE

Les deux expériences $\pi^- p$ à 1.59 GeV/c et $\pi^+ p$ à 2.75 GeV/c qui ont fourni la matière de ce travail, ont permis de donner une description d'ensemble de la création des particules étranges par intéraction πN dans le domaine des impulsions moyennes (autour de 1 à 4 GeV/c). Ce sont des expériences faites en chambres à bulles.

Il était intéressant d'apporter des données expérimentales à ces impulsions. En effet, comparées et discutées avec les valeurs obtenues par d'autres auteurs aux impulsions voisines, elles constituent un ensemble homogène qui peut servir de base pour améliorer les théories existant actuellement. Le plus souvent, ces théories ne rendent pas compte d'une façon satisfaisante des résultats expérimentaux obtenus entre 1.5 et 4 GeV/c.

Les résultats obtenus sont de plusieurs sortes :

1) Sections efficaces totales

Elles sont faibles, de l'ordre d'une centaine de microbarns (μb) par réaction. En général, leur variation est monotone : à partir du seuil de création, elles croissent régulièrement jusqu'aux impulsions étudiées. Toutefois, dans deux cas (production associée $\Lambda^\circ K^\circ$ et Σ^+K^+), on observe la présence d'un pic peu après le seuil de création. Si ce pic peut trouver une explication dans le cas $\Lambda^\circ K^\circ$ par l'ouverture de la voie ΣK, il n'en est pas de même pour le cas Σ^+K^+.

2) Mécanisme de réactions

On note la présence de résonances; en particulier le K^* (890 MeV) et même le ρ (730 MeV), avec, aussi, les hypérons excités $Y_1^*(1385)$, $Y_1^*(1660)$, $Y_1^*(1765)$. Comme dans le cas des interactions pioniques, on retrouve la présence de l'isobare $N^*_{3/2,\ 3/2}$. On a aussi quelques indications en faveur du $C(K\pi\pi)_{1215}$ sous forme chargée, se désintégrant dans le mode $K^*\pi$ et en faveur aussi du ϕ $(K\bar{K})$ 1018.

La plupart des réactions où l'on observe des résonances sont des réactions "quasi à deux corps". On a pu le vérifier en utilisant les tests proposés par Sakurai et par Gottfried et Jackson.

3) Sections efficaces différentielles

Il a été possible de comparer le comportement des baryons étranges Λ°, Σ°, Σ^- et Σ^+ créés dans les interactions πN. On a pu constater la différence qui existe entre les Σ^- et les autres baryons. Ceci est tout de même assez troublant si l'on note qu'ils font partie du même octet dans la classification proposée par Gell Mann, basée sur SU_3. Cependant, en

s'appuyant sur le changement de comportement des Σ^+ quand l'impulsion du π incident croit (les Σ^+ sont tout d'abord émis vers l'avant, puis vers l'arrière comme les autres baryons Λ^o et Σ^o), on peut penser que les Σ^- auront cette distribution quand on les étudiera pour des impulsions du π incident plus élevées (10 à 15 GeV/c). C'est une hypothèse avancée par Amati et ses collaborateurs. Pour le moment, rien ne vient l'étayer et, par ailleurs, ceci n'explique pas ce qui se passe dans le domaine d'impulsion qui nous intéresse.

Il est certain que, malgré des résultats d'ensemble cohérents concernant de nombreuses voies de réactions, certains points, tels que la création associée $\pi^+p \rightarrow Y^*K^*$ ou encore $\pi^+p \rightarrow \phi N^*$, nécessiteraient des expériences portant sur une statistique dix fois plus élevée.

Cependant, l'ensemble des réactions qui a pu être étudié à 1.59 et à 2.75 GeV/c, fournit des informations nombreuses. Cela permet d'obtenir une meilleure connaissance des interactions πN avec production de particules étranges et pourra aider à la construction de théories plus élaborées.

LEGENDES DES FIGURES DU CHAPITRE III

III 1 A : Sections efficaces différentielles : a) ajustements théoriques de Evans et Knight - b) ajustements théoriques de Holladay

B : Sections efficaces totales : a) Ajustement théorique de Evans et Knight - b) ajustements théoriques de Holladay

III 2 a) Distribution angulaire à la création $\pi^+ p \to \Sigma^+ K^+$

b) Variation des distributions angulaires à la création $\Sigma^+ K^+$ en fonction de l'impulsion du π^+ incident

c) Variation du rapport $\left(\frac{B}{F}\right)_{\Sigma^+}$ en fonction de l'impulsion du π^+ incident.

d) Variation de la section efficace totale en fonction de l'impulsion du π^+ incident.

III 3 a) Diagramme de Dalitz $\{m^2_{\Sigma\pi}$ en fonction $m^2_{K\pi}\}$ pour les réactions $\pi^+ p \to \Sigma^+ \pi^\circ K^+$

b) Distribution des masses $\Sigma^+\pi^\circ$ et $\Sigma^+\pi^+$ en GeV^2

c) Distribution des masses $K^+\pi^\circ$ et $K^\circ\pi^+$ en GeV^2

III 4 a) Etude de la création du $C(K\pi\pi)_{1215}$ dans la réaction $\pi^+ p \to \Sigma^+ K^+ \pi^+ \pi^-$ à l'aide des distributions de masse $K^+\pi^+\pi^-$ et $K^+\pi^-$

b) Distribution de la masse manquante en MeV dans le cas des créations $\pi^+ p \to \Lambda^\circ K^+ \pi^+$, $\pi^+ p \to \Lambda^\circ K^+ \pi^+ \pi^\circ$ et $\pi^+ p \to (\Lambda^\circ$ ou $\Sigma^\circ)\, K^+\, \pi^+$

III 5 a) Diagramme de Dalitz $\{m^2_{\Lambda^\circ\pi^+}$ ou $m^2_{\Sigma^\circ\pi^+}$ en fonction $m^2_{K^+\pi^+}\}$ pour les réactions $\pi^+ p \to \Lambda^\circ K^+ \pi^+$ et $\pi^+ p \to \Sigma^\circ K^+ \pi^+$

b) Distribution des masses $\Lambda^\circ\pi^+$ et $\Sigma^\circ\pi^+$ en GeV^2

c) Distribution des masses $(K^+\pi^+)_{\Lambda^\circ}$ et $(K^+\pi^+)_{\Sigma^\circ}$ en GeV^2

d) Etude des évènements $\pi^+ p \rightarrow Y_1^{*++}(1385)K^+$ à l'aide de

1) la distribution du transfert de moment à l'hyperon excité
2) la distribution de $\cos\beta$
3) la distribution de $\cos\theta^K_{cm}$

III 6 a) Diagramme triangulaire $\{m_{\Lambda\pi}$ en fonction $m_{K\pi}\}$ pour la réaction $\pi^+ p \rightarrow \Lambda^\circ K^+ \pi^+ \pi^\circ$

b) Distribution des masses $\Lambda^\circ\pi^+$ et $\Lambda^\circ\pi^\circ$ en MeV

c) Distribution des masses $K^+\pi^\circ$ et $K^+\pi^+$ en MeV

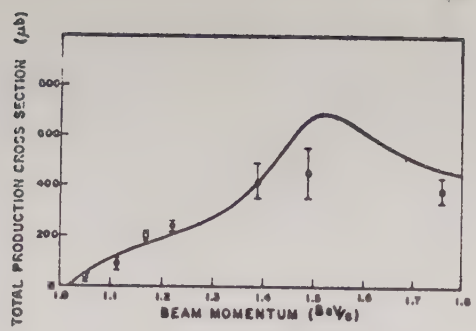
III 7 a) Diagramme triangulaire $\{m_{\Lambda\pi}$ en fonction $m_{K\pi}\}$ pour la réaction $\pi^+ p \rightarrow \Lambda^\circ K^\circ \pi^+ \pi^+$

b) Distribution de la masse $\Lambda^\circ\pi^+$ en MeV

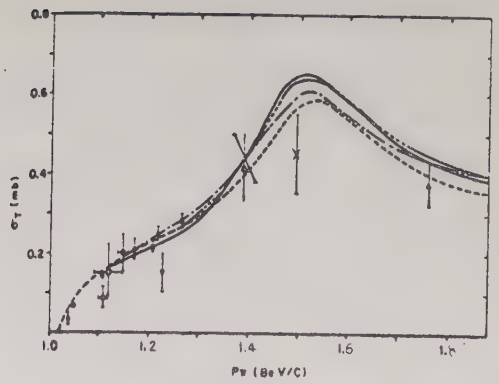
c) Distribution de la masse $K^\circ\pi^+$ en MeV

III 8 a) Diagramme triangulaire $\{m_{p\pi^+}$ en fonction $m_{K\bar{K}}\}$ pour pour les réactions $\pi^+ p \rightarrow p\pi^+ K^\circ\bar{K}^\circ$ et $\pi^+ p \rightarrow p\pi^+ K^+ K^-$ (mode neutre du ϕ)

b) Diagramme triangulaire $\{m_{N\pi}$ en fonction $m_{K\bar{K}}\}$ pour les réactions $\pi^+ p \rightarrow p\pi^\circ\bar{K}^\circ K^+$ et $\pi^+ p \rightarrow NK^+\bar{K}^\circ\pi^+$ (mode chargé du ϕ)

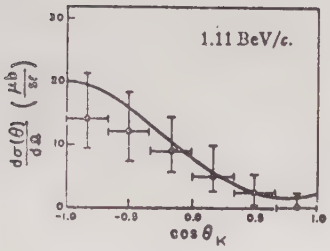


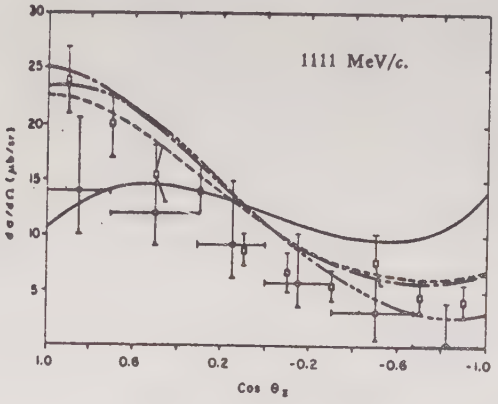
(a)

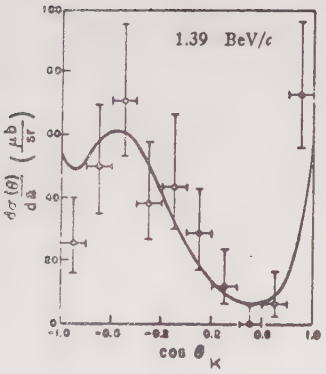


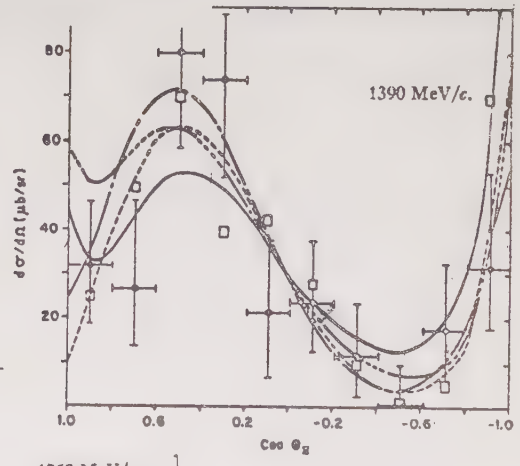
(b)

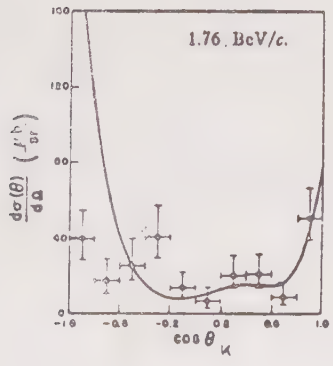
FIGURE III.1B SECTIONS EFFICACES TOTALES

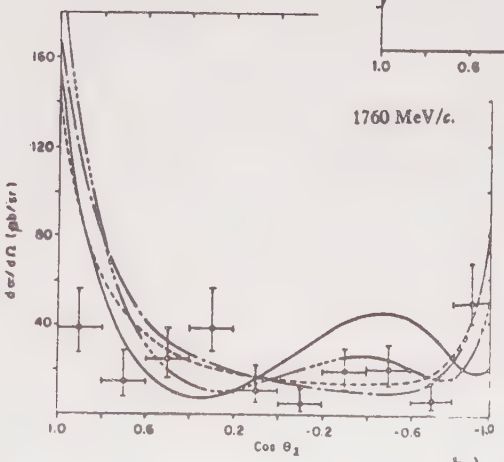












a) MODELE DE EVANS ET KNIGHT

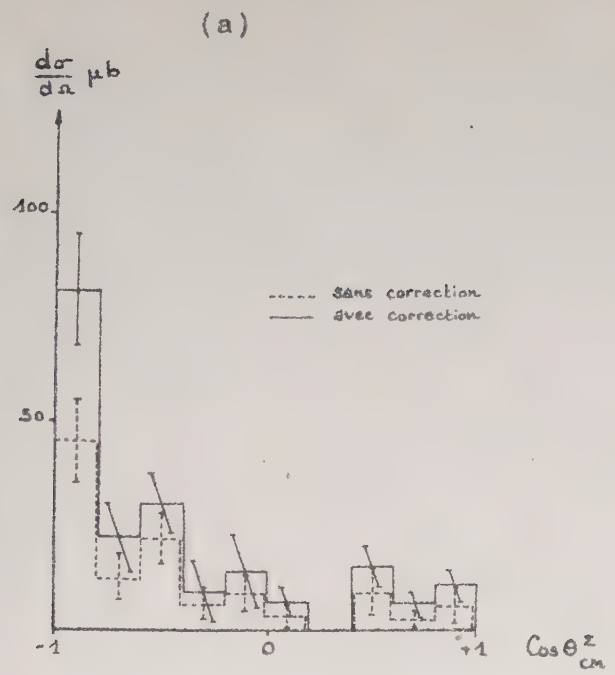
b) MODELE DE HOLLADAY

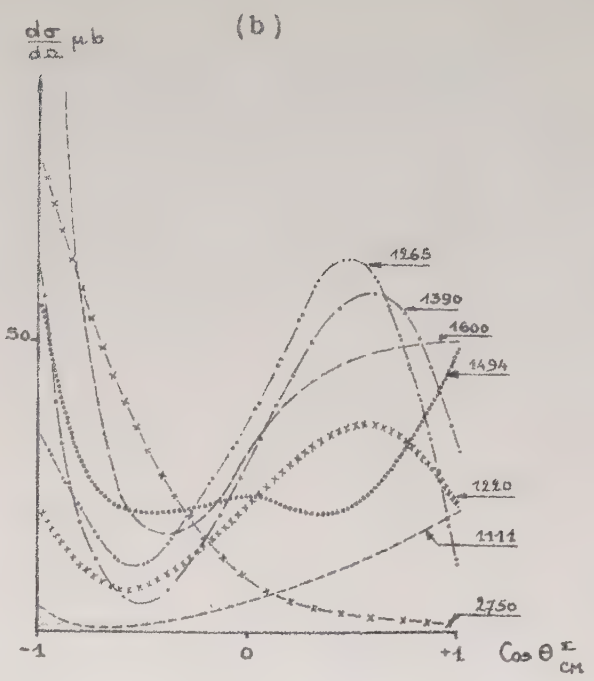
FIGURE III.1A SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES

DISTRIBUTION ANGULAIRE

A LA CREATION $\pi^+ P \rightarrow \Sigma^+ K^+$

A LA CREATION $\Sigma^+ K^+$ EN FONCTION DE $P_{\pi\,inc}$





VARIATION DE $(\frac{B}{F})$

EN FONCTION DE $P_{\pi\,inc}$

SECTION EFFICACE TOTALE

DE LA CREATION $\pi^+ P \rightarrow \Sigma^+ K^+$

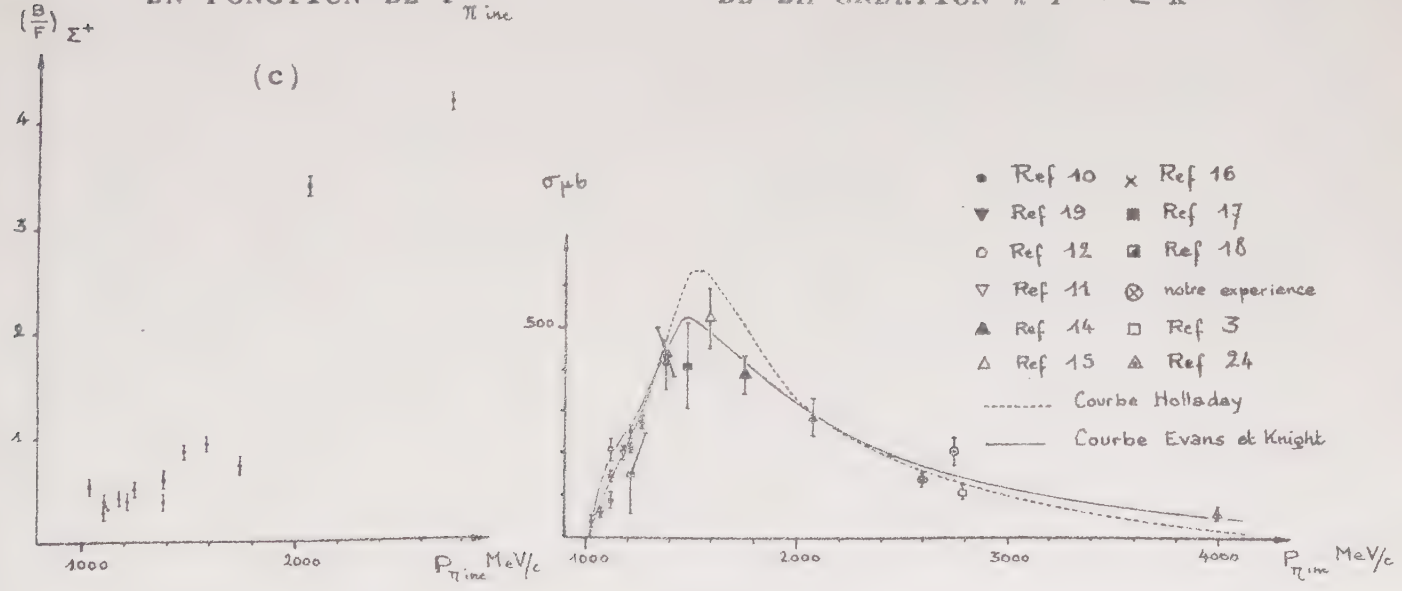
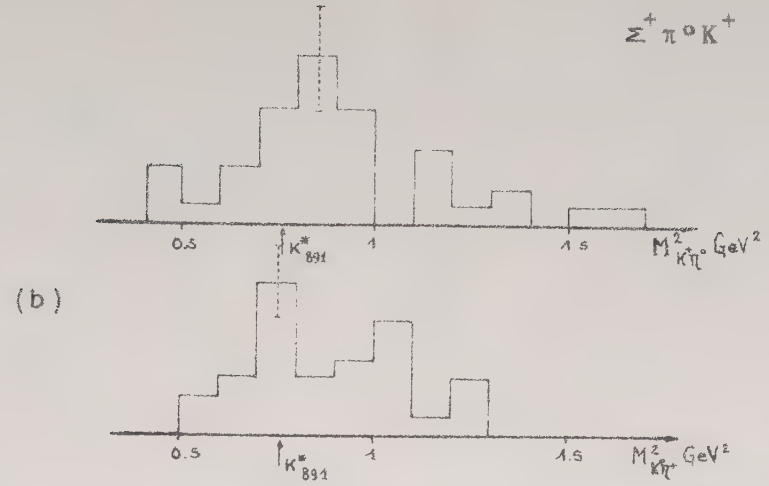


FIGURE III.2

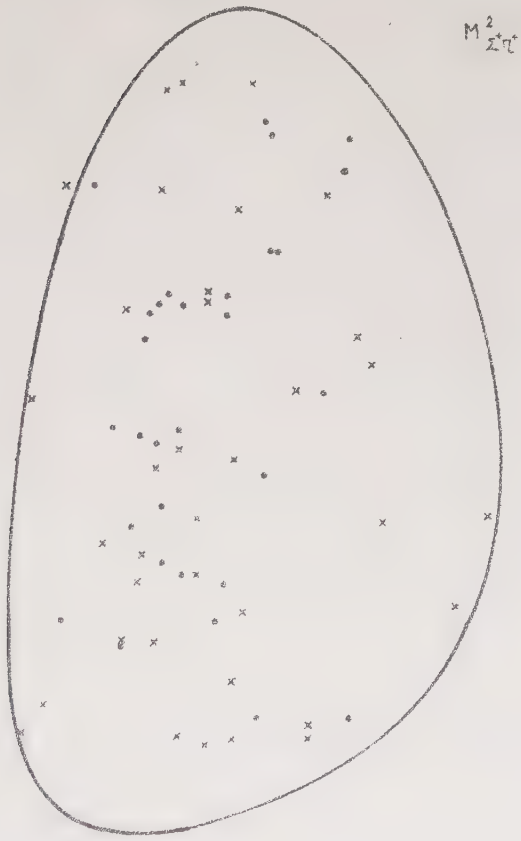
DIAGRAMME DE DALITZ

$\pi^+ P \rightarrow \Sigma^+ \pi^+ K^o$ • 30 évènements

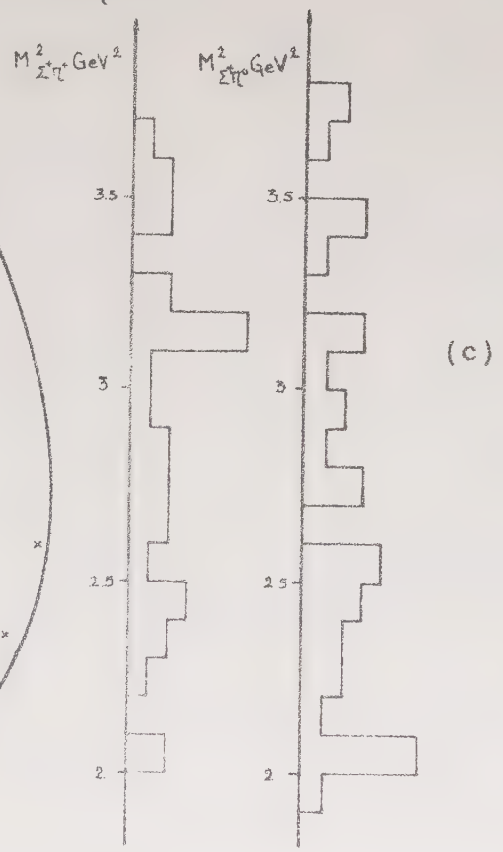
$\Sigma^+ \pi^o K^+$ × 36 évènements



(b)



(a)



(c)

FIGURE III.3

DIAGRAMME DE DALITZ

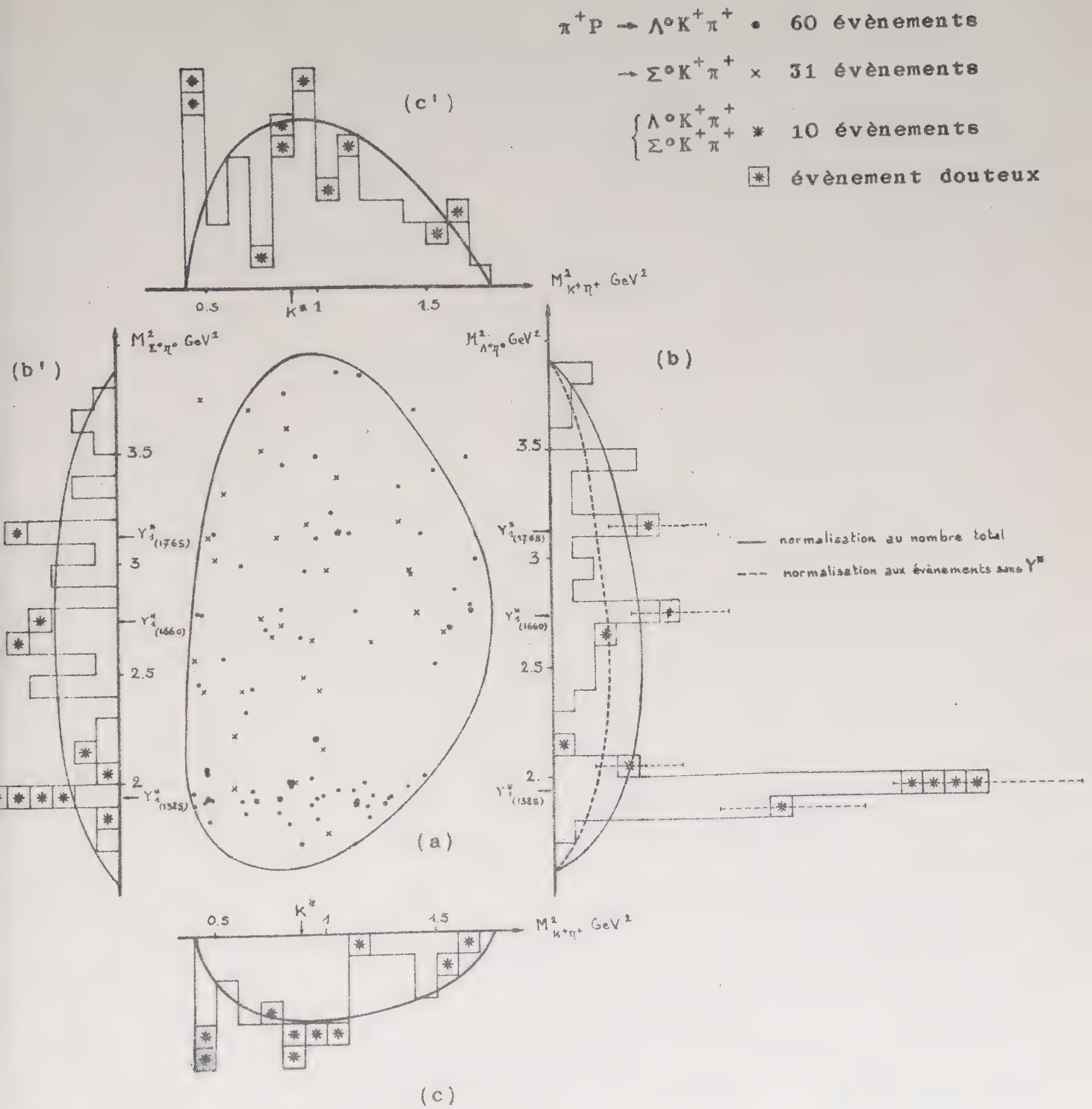


FIGURE III.5

DIAGRAMME TRIANGULAIRE $M_{\Lambda\eta}$, $M_{K\eta}$.

$$\pi^+ P \rightarrow \Lambda^\circ K^+ \pi^+ \pi^\circ$$

52 évènements

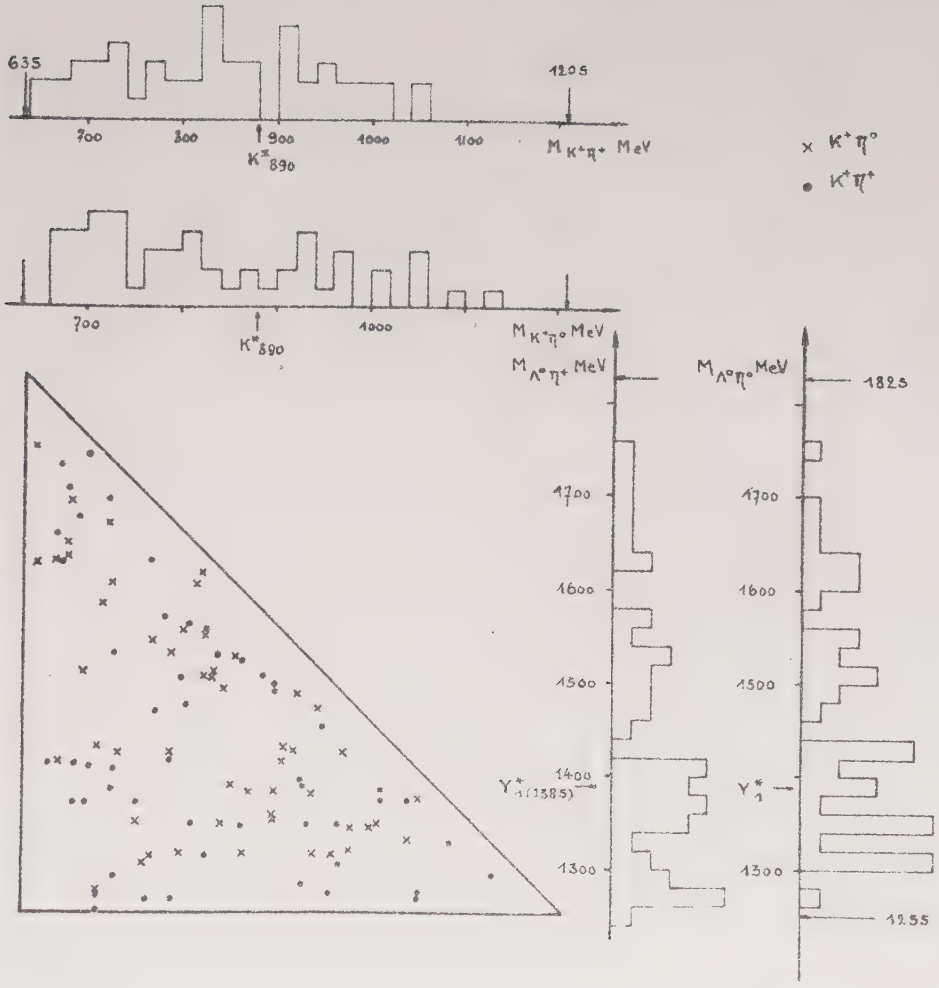


FIGURE III.6

DIAGRAMME TRIANGULAIRE $M_{A\eta}$, $M_{K\eta}$.

$\pi^- p \rightarrow \begin{cases} \pi^- \pi^+ \Lambda^0 K^0 & 34 \text{ évènements} \\ \pi^- \pi^+ \Sigma^0 K^0 & 1 \text{ évènements} \end{cases}$

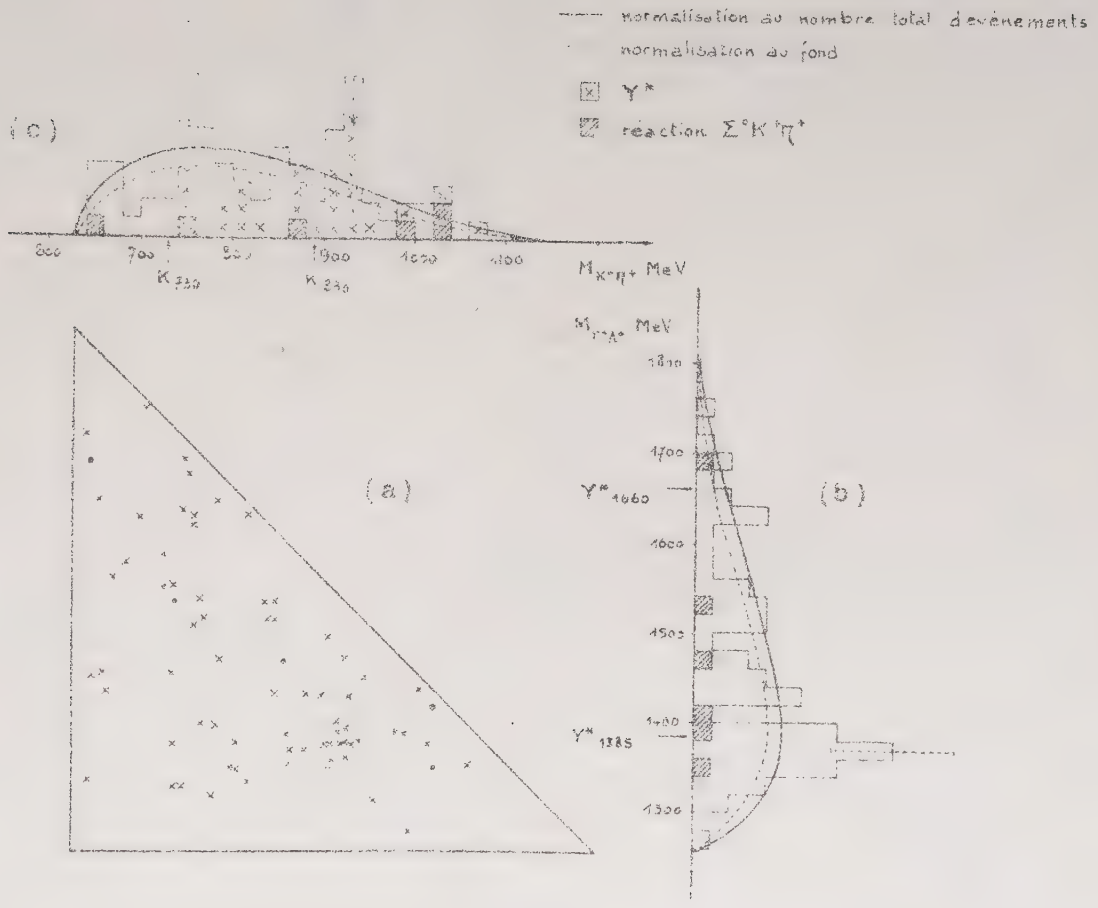


FIGURE III.7

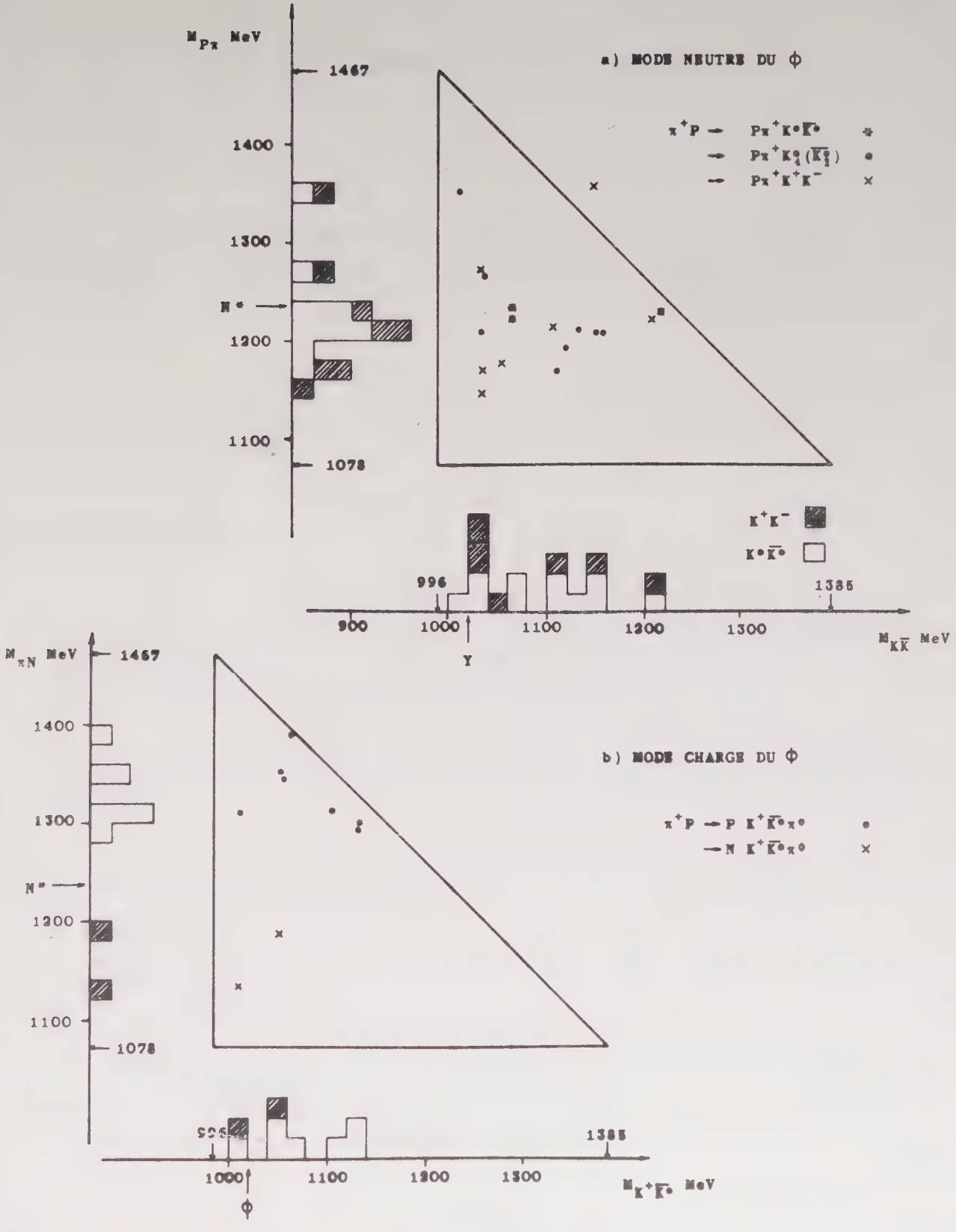

$M_{P\pi}$ MeV
1467
1400
1300
N*
1200
1100
1078
a) MODE NEUTRE DU ϕ
$\pi^+P \rightarrow P\pi^+K^\circ\bar{K}^\circ$
$\rightarrow P\pi^+K^\circ_1(\bar{K}^\circ_1)$
$\rightarrow P\pi^+K^+K^-$
K^+K^-
$K^\circ\bar{K}^\circ$
996
1385
900
1000
1100
1200
1300
Y
$M_{K\bar{K}}$ MeV
$M_{\pi N}$ MeV
1467
1400
1300
N*
1200
1100
1078
b) MODE CHARGE DU ϕ
$\pi^+P \rightarrow P\,K^+\bar{K}^\circ\pi^\circ$
$\rightarrow N\,K^+\bar{K}^\circ\pi^\circ$
996
1385
1000
1100
1200
1300
ϕ
$M_{K^+\bar{K}^\circ}$ MeV

FIGURE III.8

R E M E R C I E M E N T S

Ce travail a été effectué au Laboratoire Joliot-Curie que dirige M. le Professeur TEILLAC. Je désire lui exprimer toute ma gratitude de m'avoir accueillie dans son laboratoire et de m'avoir dirigée vers les Hautes Energies.

M. le Professeur A. BERTHELOT s'est toujours vivement interessé à l'activité de notre groupe; j'ai bénéficié de ses conseils éclairés et de son enseignement. Je tiens à lui en exprimer toute ma gratitude.

Je veux aussi remercier M. le Professeur R. NATAF pour les fructueuses discussions qu'il a bien voulu avoir avec moi.

A Mme J. LABERRIGUE-FROLOW, qui m'a suggéré ce travail et qui en a assumé la direction, je désire exprimer ma très profonde reconnaissance. Ses conseils et ses suggestions ont permis l'aboutissement de cette étude. Elle a su me communiquer l'élan nécessaire pour y parvenir.

D'autre part, ce travail n'a pu se faire qu'au sein du groupe de Mme LABERRIGUE. Je tiens à en remercier tous ceux qui ont participé à la prise de vue des clichés et à leur étude.

Je remercie principalement Mme J. DEBRAY qui m'a toujours beaucoup aidée avec une gentillesse et une compétence à toute épreuve.

Mes remerciements vont aussi à M. le Professeur L. VIGNERON, M. NGUYEN Huu Khanh et M. T.P. YIOU.

Je tiens à souligner le travail accompli par nos ingénieurs-programmeurs Mme M. RUMPF et M. G. PICHON. Ils ont eu la tâche ingrate d'adapter les programmes sur l'UNIVAC 1107. Je les remercie vivement de la peine qu'ils ont prise.

Je tiens aussi à remercier les membres du grou-

pe qui ont réalisé le dépouillement et la mesure des clichés: Mesdames G. DAVID-BOUDET, M. MESCHONNIC, A. OUANNES et Melles C. BIGOT, M. HORRUT.

Toutes m'ont beaucoup aidée, chacune en son domaine particulier.

C'est en tant que chercheur au Centre National de la Recherche Scientifique que j'ai effectué cette étude.

REFERENCES INTRODUCTION

1) M. Gell Mann - Phys. Rev. 106, 1296 (1957)

2) J. Schwinger - Ann. Phys. 2, 407 (1957)

3) Y. Nambu - Phys. Rev. 106, 1366 (1957)

4) G. Breit - Proc. Natl. Acad. Sci. 46, 746 (1960)

5) a- JJ. Sakurai - Ann. Phys. II, 1 (1960)
b- JJ. Sakurai - Proc. Int. School. Phys. Varenna 41, (1963)

6) M. Gell Mann - Phys. Rev. 125, 1067, (1962)

7) Y. Ne'eman, Nucl. Phys. 26, 222 (1961)

8) A.R. Erwin, R. March, W.D. Walker and E. West - Phys. Rev. Letters 6, 628 (1961)

9) B.C. Maglic, L.W. Alvarez, A.H. Rosenfeld and M.L. Stevenson, Phys. Rev. Letters 7, 178 (1961)

10) a- Collaboration Saclay-Orsay-Bari-Bologne - Nuovo Cimento 37, 361 (1965)

b- Collaboration Saclay-Orsay-Bari-Bologne - Phys. Letters 13, 341 (1964)

c- Nguyen Huu Khanh, Thèse Université de Paris (1965)

d- C. Ouannès, Thèse, Université de Paris (1964)

11) Collaboration Saclay-Orsay-Bari-Bologne "Analysis of strange particles production in $\pi^- p$ collisions at 1.59 Gev/c" (à paraître au Nuovo Cimento)

12) V.E. Barnes et collaborateurs (National Brookhaven Laboratory) - Phys. Rev. Letters 12, 204 (1964)

REFERENCES CHAPITRE I

1) M.A. MARKOV : hypérons et mesons K (Moscou 1958)
2) J. BADIER, Thèse, Université de Paris (1965)
3) L'appareil Enétra, cahier de spécification, SOM, Berthiot
4) a- W.G. MOOREHEAD : rapport CERN 60-33
   b- R. BÖCK : rapport 60-30
   c- THRESH, GRIND, TC LIBRAIRY CERN (Juillet 65)
5) J. TRIDON Discrimination des π^+ et des protons par leur densité de bulles (à paraitre au J. Physique)
6) Voir introduction (Réf. 14)
7) A.H. ROSENFELD, A. BARBARO-GALTIERI, W.H. BARKAS, P.L. BASTIEN, J. KIRZ and M. ROOS, UCRL - 8030 (1.10,65)

REFERENCES CHAPITRE II

1) R. PASQUIER : rapport interne 22-2-1962, Physique Théorique Orsay (groupe I)
2) A. PAIS : Phys. Rev. 112, 624 (1958)
3) J. TIOMNO, A.L.L. VIDERRA and N. ZAGURY Phys. Rev. Letters 6, 121, (1961)
4) C.H. CHAN, Phys. Rev. Letters 6, 383 (1961)
5) A. KANAZAWA : Phys. Rev. 123, 997 (1961)
6) D. AMATI, S. FUBINI, A.STANGHELLINI :Nuovo Cimento 22 569 (1961) - Phys. Letters 1, (1), 29 (1962)
7) G.T. HOFF : Phys. Rev. 131, 1302 (1963)
Phys. Rev. 139B, 671 (1965)
8) Saclay-Orsay-Bari-Bologna Collaboration, Nuovo Cimento, 29 515 (1963), Collaboration Saclay-Orsay-Bari-Bologna, conf. Inter. d'Aix en Provence sur les particules élémentaires (1961), Vol. I, p. 375.
9) L. BERTANZA, R.L.CONNOLLY, B.B. CULWICK, F.R. EISLER, T. MORRIS, R. PALMER, A. PRODELL, N.P. SAMIOS, Phys. Rev. Letters, 8, 332 (1962)
10) J.A. ANDERSON, F.S. CRAWFORD, B.B. CRAWFORD, R.L. GOLDEN, L.J. LLOYD, G.W. MEISNER, L.R. PRICE, Intern. Conference on High Energy Physics, Genève 1962, p. 271
11) J.A. ANDERSON (Thesis) UCRL Report 10838.
12) G. ALEXANDER, O. DAHL, L. JACOBS, D.H. MILLER, G.KALBFLEISCH, J. SCHWARTZ, G.A. SMITH, UCRL Report 10894
13) D.H. MILLER, A.Z. KOVACS, R.L. McILWAIN, T.R. PALFREY, G.W. TAUTFEST, Purdue Univ. Lafayette, Preprint n° 000-1428-12.
14) T.P. WANGLER, A.R. ERWIN, W.D. WALKER, Phys. Rev. 137,B414, (1965)
15) F. EISLER, R. PLANO, A. PRODELL, N. SAMIOS, M. SCHWARTZ, J. STEINBERGER, P. BASSI, V. BORELLI, G. PUPPI, G. TANAKA, P. WALOSCHEK, V. ZOBOLI, M. CONVERSI, P. FRANZINI, I. MANNELLI, R. SANTANGELO, V. SILVESTRINI, D.A. GLASER, C. GRAVES, M.L. PERL, Phys. Rev. 108, 1353 (1957)
16) J.W. CRONIN, O.E. OVERSETH, Intern. Conf. on High Energy Physics, CERN 1962, p. 453
J. STEINBERGER, Intern. Conf. on High Energy Physics , CERN 1958, p. 147.
17) F.S. CRAWFORD, jr., R.L. DOUGLASS, M.L. GOOD, G.R. KALBFLEISCH, M.L. STEVENSON, H.K. TICHO, Phys. Rev. Letters, 3, 394 (1959)
18) a - M. ALSTON, L.W. ALVAREZ, P. EBERHARD, M.L. GOOD, W. GRAZIANO, H.K. TICHO, S.G. WOJCICKI, Phys. Rev. Letters 5, 520 (1960)
b - M.H. ALSTON, L.W. ALVAREZ, M. FERRO-LUZZI, A.H.ROSENFELD,

H.K. TICHO, S.G. WOJCICKI, Intern. Conf. on high Energy Physics CERN 1962, p. 311
c - C.T. COFFIN, L.J. CURTIS, D.I. MEYER, K.M. TERWILLIGER, Inter. Conf. on High Energy Physsics, CERN 1962, P. 327
d - J. AUMAN, M.M. BLOCK, R. GESSAROLI, J. KOPELMAN, S. RATTI, L. GRIMELLINI, T. KIKUCHI, L. LENDINARA, L. MONARI, E. HARTH, Intern. Conf. on High Energy Physics, CERN 1962, p. 330
e - D. COLLEY, N. GELFAND, U. NAUENBERG, J. STEINBERGER, S. WOLF, H.R. BRUGGER, P.R. KRAMER, R.J. PLANO, Intern. Conf. on High Energy Physics, CERN 1962, p. 315
19) J.L. BROWN, D.A. GLASER, D.I. MEYER, M.L. PERL, J. VANDER VELDE, J.W. CRONIN, Phys. Rev. 107, 906 (1957)
20) J.B. LEIPUNER, R.K. ADAIR, Phys. Rev. 109, 1358 (1958)
21) F.S. CRAWFORD, M. CRESTI, R.L. DOUGLASS, M.L. GOOD, G.R. KALBFLEISCH, M.L. STEVENSON, H.K. TICHO Intern. Conf. on High Energy Physics, Kiev 1959, Vol. 1, p. 443
22)a ,R.K.ADAIR, Phys. Rev. 100, 1540, (1955)
b - R.H. DALITZ, Reps. on prog. in Phys. 20, 163 (1957)
c - T.D. LEE et C.N. YANG, Phys. Rev. 109, 1755 (1958)
d - G.F. WOLTERS, Nuovo Cim. 10 (28) 843 (1963)
Phys. Lett. 1, 3, (1962)
e - L. JEAUNEAU, Rapport interne, Ecole Polytechnique (Mars 1965)
f - N. THIBAUD, Rapport interne, Collège de France (Octobre 1964)
23) E. MALAMUD and P.E. SCHLEIN Phys. Letters 10, 145 (1965)

REFERENCES CHAPITRE III

1) Voir introduction, référence 14
2) G.F. CHEW et F.E. LOW : Phys. Rev. 113, 1640, (1959)
3) S.S. YAMAMOTO, L. BERTANZA, G.C. MONETI , D.C. RAHM and J.O. SKILLICORN : Phys. Rev. 134 (2B), 383 (1964)
4) L. STODOLSKY et J.J. SAKURAI : Phys. Rev. Letters 11, 90, (1965)
5) K. GOTTFRIED et J.D. JACKSON : Phys. Letters 8, 114 (1964) : Nuovo Cimento 33, 309 (1964)
6) U. FANO Rev. Mod. Phys. 29, 74 (1957)
7) L.E. EVANS et J.M. KNIGHT : Phys. Rev. 137 (5B), 1232, (1965)
8) W.G. HOLLADAY : Phys. Rev. 139 (5B), 1348 (1965)
9) S. HESSE : Thèse 3ème cycle, Université de Paris (1965)
10) C. BALTAY, H. COURANT, W.J. FICKINGER, E.C. FOWLER, H.L. KRAYBILL, J. SANDWEISS, J.R. SANFORD, D.L. STONEHILL, H.D. TAFT, Rev. Mod. Phys. 33. 374. (1961)
11) F.S. CRAWFORD, R.L. DOUGLASS, M.L. GOOD, G.R. KALBFLEISCH, M. LYNN STEVENSON, H.K. TICHO, Phys. Rev. Letters 3, 394, (1959)
12) A. BERTHELOT, A. DAUDIN, O. GOUSSU, F. GRARD, M.A. JABIOL, F. LEVY, C. LEWIN, A. ROGOZINSKI, J. LABERRIGUE-FROLOW, C. OUANNES, L. VIGNERON, Nuovo Cimento 21, 693 (1961)
13) F.S. CRAWFORD, F. GRARD, G.A. SMITH, Phys. Rev. 128, 368, (1962)
14) H.W.J. FOELSCHE, A. LOPEZ- CEREPO, C.Y. CHIEN, H.L.KRAYBILL Intern. Conf. on High Energy Physic Dubna. (1964)
15) P. DARONIAN : thèse 3ème cycle Université de Paris (1965)
16) N.L. CARAYANNOPOULOS , G.W.TAUTFEST, R.B. WILLMANN, Phys. Rev. 158 (2B), 433 (1965)
17) E.C. FOWLER, L.R. FORTNEY, J.W. CHAPMAN, P.L. CONNOLLY, E.L. HART, P.V.C. HOUGH, R.C. STRAND, Bull. Ann. Phys. Soc. 9, 420, (1964)
18) A.R. ERWIN. Jr, J.K. KOPP, A.M. SHAPIRO, Phys. Rev. 115 669 (1959)
19) F. GRARD, C.A. SMITH : Phys. Rev. 127, 607, (1962)
20) B. CORK, L. KERTH, W.A. WENZEL : Phys. Rev. 120, 1000 (1960)
21) D. BERLEY, N. GELFAND : Phys. Rev. 139 (4B) 1097 (1965)
22) Collaboration Aachen Munich Birmingham (preprint février 1966)
23) Voir référence 7 (chapitre 1)
24) Collaboration CERN-Collège de France - Physics Letters 9 257 (1964)